PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 23 — 1. Dezember 1933 — Redaktionsschluß für Nr. 1 am 14. Dezember 1933. — 34. Jahrgang

INHALT:

Vorträge und Diskussionen des IX. Deutschen Physikertages in Würzburg, vom 18.—22. September 1933:

P. Kunze, Das positive Elektron. S. 849.

W. Schottky und F. Waibel, Die Elektronenleitung des Kupferoxyduls. S. 858.

F. Rother und H. Bomke, Neue Fortschritte auf dem Gebiet der Sperrschichtphotozellen. S. 865.

A. Gehrts, Der Stromübergang im Quecksilberlichtbogen (Niederspannungsbogen). S. 870.

R. Suhrmann, Über den äußeren lichtelektrischen Effekt bei tiefen Temperaturen. S. 877.

R. Suhrmann, Elektronenbeugungsversuche über die Veränderung von Halbleiterkristallflächen durch Elektronenbombardement. S. 878.

O. Tesche, Demonstrationsversuch: Barkhauseneffekt bis zum Curiepunkt. S. 879.

E. Regener, Nachtrag zur Arbeit: Weitere Messungen der Ultrastrahlung in der Stratosphäre. S. 880.

Originalmitteilungen:

N. N. Malov, Zur Frage der selektiven Erwärmung der Gewebe bei Ultrakurzwellen, S. 880.

R. Seeliger und A. Kruschke, Bemerkungen zur Diffusionstheorie der positiven Säule. S. 883.

G. Stetter, Zum Mechanismus des Geiger-Müllerschen Zählrohrs. S. 886.

W. Christoph und W. Hanle, Entgegnung auf die Bemerkung von Herrn Stetter-Wien zu unserem Referat: Zum Mechanismus des Geiger-Müllerschen Zählrohrs. S. 886.

Besprechungen:

I. M. Kolthoff, Säure-Basen-Indicatoren, ihre Anwendung bei der colorimetrischen Bestimmung der Wasserstoffionenkonzentration. S. 886.

F. Linke, Meteorologisches Taschenbuch. S. 887.

E. Schiebold, Die Lauemethode. (Methoden der Kristallstrukturbestimmung mit Röntgenstrahlen. Erster Bd.) S. 887.

Th. Wulf, Die Faden-Elektrometer. S. 887.

Tagesereignisse. S. 888.

Personalien. S. 888.

Gesuche. S. 888.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES IX. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN WÜRZBURG, VOM 18.—22. SEPTEMBER 1933.

Paul Kunze (Rostock), Das positive Elektron.

Die Stellung des positiven Elektrons oder Positrons im Rahmen der heutigen Physik ist noch nicht eindeutig geklärt. Es gibt verschiedene Erzeugungsmethoden und Deutungsarten für das Positron, welche wir im nachfolgenden schildern werden. Den Modellvorstellungen ist die Auffassung gemeinsam, daß das Positron die Ladung des Protons und die Masse des Elektrons hat. Wenn ersteres zutrifft, ist letzteres – allerdings vorläufig nur unsicher – aus den Experimenten ableitbar.

Wir besprechen zunächst die Positronenbildung durch γ-Strahlen, wobei wir der Kürze halber die Modellvorstellung voranstellen; im zweiten Abschnitt diskutieren wir die Möglichkeit, daß das Positron eine unbeständige Partikel im Sinne Diracs ist; im dritten Abschnitt bringen wir Argumente für die gegenteilige Auffassung. Die Literatur über das Positron ist am Schluß zusammengestellt.

1. Positronenbildung durch γ-Strahlen.

Die hierhergehörige Modellvorstellung wurde von Blackett und Occhialini vorgeschlagen und geht unmittelbar auf die Diracsche Theorie der Zustände negativer Energie zurück. Bei dieser Theorie ist das Entstehen des Positrons notwendigerweise verknüpft mit dem Wiederverschwinden desselben. Da aber über das Verschwinden des Positrons keine Erfahrungen vorliegen, wollen wir diese Frage gesondert besprechen. Das Modell über das Entstehen des Positrons wollen wir dagegen aus den Erhaltungsgesetzen der Physik ableiten; wir haben dabei den Vorteil, daß seine Geltung bis zu einem gewissen Grade unabhängig ist von der Richtigkeit der Diracschen Theorie.

Man ist es gewohnt, daß bei der Umwandlung von Lichtquanten die Erhaltungsgesetze der Physik unverletzt bleiben; aus der konsequenten Durchführung dieses Gedankens entstand vor zehn Jahren der Comptoneffekt. Wenn

wir jetzt die Positronenbildung beim Verschwinden von Lichtquanten betrachten, so haben wir hier neben Energie- und Impulserhaltung noch die Ladungserhaltung zu erfüllen.

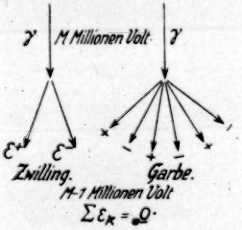


Fig. 1. Bildung von Elektronen-Zwillingen aus Lichtquanten.

Aus der Ladungserhaltung folgt (Fig. 1), daß beim Verschwinden eines Lichtquants γ neben dem Positron ε^+ zugleich ein gewöhnliches (negatives) Elektron ε^- gebildet werden muß, so daß ein „Elektronenzwilling" mit gemeinsamem Ursprung entsteht. Es ist mit der Ladungserhaltung verträglich, daß nicht nur ein, sondern gleich eine ganze Garbe von Elektronenzwillingen gebildet wird. Auf jeden Fall muß die Summe der gebildeten Ladungen Null sein.

Aus der Energieerhaltung folgt, daß zur Zwillingsbildung eine Mindestenergie von 1 Million Volt nötig ist. Denn nach dem Trägheitsprinzip der Energie ($E = mc^2$) entspricht die Ruhmasse des Elektrons und die gleich große des Positrons einer Voltenergie von $^1/_2$ Million. Wenn also das verschwindende Photon M Millionen Volt Energie besitzt, bleiben $M - 1$ Millionen für die kinetische Energie des Elektronenzwillings übrig, und die Zwillingsbildung kann erst bei einer Quantenenergie $M > 1$ einsetzen. Das Energiegesetz macht keine Aussage über die Verteilung der kinetischen Energie auf beide Partner, die Verteilung ist also zunächst beliebig. Das Energiespektrum der Zwillinge wird darum, auch bei monochromer γ-Strahlung, keine diskrete Linie aufweisen, sondern ein Kontinuum ergeben mit einer oberen Grenze bei $M - 1$ Millionen Volt; die obere Grenze ist erreicht, wenn der positive Partner alle, der andere keine kinetische Energie übernimmt. Auch beim radioaktiven β-Zerfall zeigen die Elektronen eine kontinuierliche Energieverteilung mit definierter oberer Grenze; vielleicht wird einmal ein Verständnis[1]) dieses Zerfalls möglich sein unter Beibehaltung des Satzes der Energieerhaltung.

1) Blackett und Occhialini (a. a. O.) haben darauf hingewiesen.

Zum Schluß fordern wir bei der Zwillingsbildung noch die Impulserhaltung. Auf Grund von Energie- und Ladungserhaltung allein wäre es noch möglich, daß ein Photon sich spontan im Vakuum in Elektronenzwillinge umwandelt; durch Hinzunahme des Impulssatzes wird aber dieser ohnehin unwahrscheinliche Prozeß verboten. Das Lichtquant ist nämlich unter allen Partikeln dadurch ausgezeichnet, daß es bei gegebener Gesamtenergie ein Maximum von Impuls besitzt. Wir bezeichnen: Gesamtenergie W (= kinetische plus Ruhenergie), Impuls p, Ruhmasse m_0, Impulsmasse $m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$, wenn $\beta = v/c$. W und p sind invariant verknüpft durch

$$\frac{W^2}{c^2} - m_0^2 c^2 = p^2.$$

Wir fragen nach dem Verhältnis von Impuls zu Gesamtenergie und erhalten für das Lichtquant

$$\frac{p}{W} = \frac{h\nu/c}{h\nu} = 1/c,$$

für eine beliebige Partikel der Ruhmasse m_0 aber

$$\frac{p}{W} = \frac{mv}{mc^2} = \beta \cdot 1/c < 1/c.$$

Wenn sich also ein Photon der Energie W in ein oder mehrere Partikeln derselben Gesamtenergie W verwandelt, so ist der in Fig. 1 von oben kommende Quantenimpuls stets größer als die Summe der nach unten weggehenden Partikelimpulse, gleichgültig welche und wieviel Partikeln entstehen und wie die Impulse orientiert sind. Zur Erfüllung des Impulssatzes ist es darum notwendig, daß sich noch eine dritte Partikel – ein Kern – an dem Prozeß passiv beteiligt, um den „Rückstoß" aufzunehmen, welcher hier gleichfalls nach unten geht. Der Zwillingsprozeß kann also eintreten beim „Stoß" eines Lichtquants gegen einen Atomkern. Es ist nicht notwendig – und die bisherigen Experimente unterstreichen dies –, daß der getroffene Kern hierbei zerfällt und sich mit seiner potentiellen Energie aktiv an der Energiebilanz beteiligt. (Durch die Rückstoßenergie wird allerdings die oben geschilderte Energiebilanz etwas abgeändert.)

Damit ist das Modell der Positronenbildung, soweit es sich aus den Erhaltungssätzen allein ableiten läßt, erledigt. Da sich ein Teil der Quantenenergie in kinetische Energie von Partikeln, also in laue Wärme umwandeln soll, so bedeutet dieser Prozeß letzten Endes Entropievergrößerung, Entwertung von Quantenenergie unter passiver Mitbeteiligung von Atomkernen.

Wir kennen noch einen anderen Entwertungsprozeß von Quantenenergie, aber unter passiver Mitbeteiligung von Elektronen: den Comptoneffekt. Es ist bekannt, daß hier die theoretischen Erwartungen der Klein-Nishina-Formel nicht befriedigend erfüllt werden. Bei harten γ-Strahlen und großen Ordnungszahlen ist die Absorption größer als erwartet[1]) (Zusatzabsorption), und auch die entstehenden Comptonelektronen[2]) scheinen in ihrem Verhalten von der Theorie abzuweichen. Es ist noch nicht geklärt, inwieweit es sich bei dieser Zusatzabsorption um eine Kernanregung oder um eine einfache Quantenstreuung am Kerne selbst handelt; unbeschadet dieser Möglichkeiten kann hier aber auch ein oberhalb 10^6 Volt einsetzender Zwillingseffekt eine Rolle mitspielen, wie wir ihn soeben beschrieben haben. Die historische Reihenfolge der Gedanken war sogar umgekehrt: Blackett und Occhialini wiesen darauf hin, daß die anomale Zusatzabsorption bei harten γ-Strahlen möglicherweise mit einer Positronenbildung im Sinne Diracs zusammenhängen könne, und diese Vermutung war dann der Anlaß zu den nachfolgenden erfolgreichen Versuchen, die Positronen künstlich durch γ-Strahlen herzustellen.

Wir beenden hiermit die Besprechung unseres Modells und wenden uns nun den Experimenten zu, soweit sie mit unserem Modell verträglich sind. Die verwendete Apparatur besteht stets aus einer Wilsonkammer in Verbindung mit einem achsialen Magnetfeld, um die magnetisch gekrümmten Bahnen der Positronen sichtbar zu machen.

Es ist bekannt, daß es neben den „künstlich" erzeugten Positronen auch „natürliche" Positronen gibt, wie sie dem Korpuskelschwarm der Ultrastrahlen beigemischt sind. Die Entstehung dieser „natürlichen" Positronen ist noch nicht geklärt, sie könnten im Sinne unseres Modells durch primäre Lichtquanten der Ultrastrahlung verursacht sein oder auch durch Zusammenstöße von Ultrapartikeln mit Atomkernen, wobei an Stelle der dabei entstehenden Bremsstrahlung Elektronenzwillinge gebildet werden. Trotzdem wollen wir diese Ultrastrahlarbeiten hier mitbesprechen, wo von der Positronenbildung durch γ-Strahlung die Rede ist.

Die hier zu bringenden Arbeiten zerfallen also in zwei Gruppen. In der einen Gruppe, die im ersten Halbjahr nach der Entdeckung des Positrons erschien, werden die den Ultrapartikeln beigemischten natürlichen Positronen untersucht; in der zweiten Gruppe der Arbeiten im darauffolgenden Halbjahr wird ausschließlich die künstliche Positronenerzeugung durch γ-Strahlen benutzt.

Wir beginnen also zunächst mit der Gruppe der Ultrastrahlarbeiten. Das Positron tritt hier in der Wilsonkammer zum Teil als selbständige Einzelpartikel auf, zum Teil auch als Bestandteil von reellen Mehrfachspuren oder sogar Garben von Spuren. Daß diese Positronen Bestandteile der Ultrastrahlung sind, erkennt man an ihren großen Voltenergien, welche diejenigen des Kernzerfalls um Größenordnungen übertrifft. Dem Aussehen nach sind die Positronenspuren denjenigen von Elektronen gleicher Geschwindigkeit durchaus ähnlich, denn sie bestehen aus einer lockeren Aufeinanderfolge getrennter Tröpfchen; Protonenspuren gleicher Krümmung würden dagegen wegen ihrer viel größeren Tropfendichte kompakte Nebelfäden ergeben. In manchen Fällen, wo die Positronenspuren genügende Länge haben, scheidet die Deutung als Proton auch deshalb aus, weil die Länge der Spur viel größer ist als die Reichweite eines entsprechenden Protons.

Die erste Veröffentlichung von Anderson über das Positron erschien am 9. September vorigen Jahres. In der Wilsonkammer war eine horizontale Bleiplatte angebracht, durch welche die von oben kommenden Partikeln unter Geschwindigkeitsverlust passieren mußten. An diesem Geschwindigkeitsverlust, erkennbar an der stärkeren Spurkrümmung hinter der Platte, war die Flugrichtung der Partikel einwandfrei festzustellen und aus dem Sinn der Krümmung folgte dann eindeutig das Ladungsvorzeichen. Das erste auf diese Weise beobachtete Positron[1]) hatte vor der Bleiplatte 63, hinter ihr 23 Millionen Volt Energie. Ein Proton gleicher Anfangskrümmung hätte dagegen nur 300000 Volt Energie gehabt und hätte darum niemals die 6 mm starke Bleiplatte durchdringen können (seine Reichweite in Normalluft beträgt nur etwa 5 mm). Im Verlauf seiner Untersuchungen erhielt Anderson weitere Positronenspuren, die manchmal auch von Elektronen begleitet waren.

Auch bei meiner Arbeit[2]) über die Wilsonspuren der Ultrapartikeln erhielt ich einige Fälle von vermutlichen Positronen. Die Apparatur war allerdings zunächst für die Aufnahme der Energieverteilung bestimmt (es gelang auch tatsächlich, die Energien bis herauf zu etwa

1) H. Gray u. P. Tarrant, Proc. Roy. Soc. (A) **138**, 662, 1932. — L. Meitner u. H. Hupfeld, Zeitschr. f. Phys. **67**, 147, 1931. — Y. Chao, Phys. Rev. **36**, 1519, 1931.

2) D. Skobelzyn, Compt. rend. **196**, 1914, 1932.

1) Auf die Wiedergabe der beim Vortrag gezeigten Spurbilder wird hier und im nachfolgenden verzichtet.

2) P. Kunze, Zeitschr. f. Phys. **83**, 1, 1933.

10^{10} Volt zu messen); darum war auch keine Bleiplatte angebracht, welche die Flugrichtung der Partikeln im Einzelfall mit Sicherheit zu bestimmen gestattet. Das merkwürdigste positive Spurbild meiner Arbeit ist in der dortigen Fig. 5 gezeigt; ein Proton dieser Krümmung würde 2 Millionen Volt besitzen und weit mehr als 10^3 Ionenpaare pro cm bilden. Die dortige Spur zeigt aber viel geringere Tropfenbildung, und es sieht so aus, als ob es sich um eine positive Partikel von annähernd Elektronenmasse, aber mit einer Ladung größer als die Einheitsladung handelt.

Man würde vielleicht an die Existenz des Positrons nicht so rasch geglaubt haben, wenn sie nicht durch die schöne Arbeit von Blackett und Occhialini evident geworden wäre. Die Apparatur dieser Autoren arbeitet vollautomatisch; die Wilsonexpansion wird von den die Kammer durchlaufenden Ultrapartikeln selbst ausgelöst. Diese Anordnung würde gegen andere Apparaturen keine besonderen Vorzüge gehabt haben (sie kann nur leicht diffuse Spuren ergeben), wenn sie nicht die vermutlich unerwartete Eigenschaft besessen hätte, die „Garben" von Spuren besonders bevorzugt zu registrieren. Im allgemeinen hat man erst unter etwa 1200 Einzelspuren einen solchen größeren „Schauer" von Ultrapartikeln, so daß mit Wilsonkammern normaler Größe Tausende von Aufnahmen nötig wären, um einen einzigen Schauer zu erhalten. Die Apparatur von Blackett und Occhialini liefert dagegen bereits unter 30 Einzelspuren einen größeren Schauer. Es liegt im Wesen dieser Apparatur, daß das Magnetfeld nicht groß sein kann; deshalb sind nur die langsameren Partikeln dieser Garben merklich abgelenkt. Da die Garbe offenbar von einem gemeinsamen Bezirk aus divergiert, ist die Flugrichtung der Partikeln bekannt und damit auch bei den krümmbaren langsamen Spuren das Ladungsvorzeichen. So ist man in der Lage, neben den unabgelenkten Spuren einer Garbe auch solche festzustellen, welche positiv oder negativ abgelenkt sind. Dabei ist es nun wesentlich, daß alle diese Spuren, die negativen, die positiven und die unabgelenkten einander im Aussehen gleichen; sie zeigen alle die lockere Tropfenfolge, die man von schnellen Elektronen her kennt. Da die Spuren der Garbe bei der Apparatur von Blackett und Occhialini gleichzeitig entstanden sind, ist der Vergleich im Aussehen der Spuren völlig beweiskräftig, und da die negativen Spuren sicher Elektronen sind, können die positiven keine Protonen sein, sondern müssen eine mit dem Elektron vergleichbare Ruhmasse haben, also mit den „Positronen" Andersons identisch sein.

Eine genaue Analyse dieser Garben ist bis jetzt noch nicht ausgeführt, besonders weil das Magnetfeld bei Blackett und Occhialini nicht kräftig genug ist, um alle Spuren zu krümmen. Wegen des gleichen Aussehens aller Spuren aber — nicht nur der positiven und negativen, sondern auch der unabgelenkten — ist der bisherige Befund im Einklang mit dem in Fig. 1 skizzierten Modell der Positronenbildung. Es handelt sich hier also entweder um die exakt gleichzeitige Entstehung einer ganzen Garbe von Zwillingen mit einem einzigen gemeinsamen Ursprungspunkt oder um eine rasch aufeinanderfolgende Bildung einzelner Zwillinge in einem engen Bezirk längs der Flugbahn eines Bestandteiles der kosmischen Strahlung. Es scheint sich jedenfalls bei diesen Garben nicht um besonders krasse Fälle von Atomzertrümmerung zu handeln, wie wir sie im kleinen Maßstab von den leichten Elementen her kennen. Denn bei solchen Zertrümmerungen[1]) entstehen unter anderen auch Protonen und gar α-Teilchen, welche hier ersichtlich fehlen.

Da die Mehrzahl der Spuren einer solchen Garbe bei Blackett und Occhialini keine merkliche Krümmung zeigt, ist die durchschnittliche Energie der Einzelpartikel größer als 2 bis 300 Millionen Volt. Die Gesamtenergie der Garben geht also in die Milliarden Volt, und man hat hier möglicherweise die Erklärung für die bekannten Ionisationsstöße[2]) der Ultrastrahlen, welche in Ionisationskammern beobachtet werden. Allerdings scheint hier die Deutung der besonders mächtigen Ionisationsstöße immer noch Schwierigkeiten zu bereiten.

Da auf unserer Tagung ohnehin noch zwei weitere zusammenfassende Vorträge über die Ultrastrahlung folgen, wollen wir hiermit die Besprechung dieser Gruppe von Arbeiten beschließen und uns der zweiten Gruppe von Arbeiten zuwenden, bei denen die Positronen „künstlich" durch γ-Strahlen erzeugt werden. Diese erst in jüngster Zeit ausgeführten Arbeiten sind in der Tat besonders wichtig für die Klärung der Positronenfrage, weil man bei ihnen, im Gegensatz zu den Ultrastrahlarbeiten, die auslösende Energie genau kennt und in meßbarer Weise variieren kann. Es handelt sich hier um Arbeiten von Curie und Joliot; Meitner und Philipp; Anderson und Neddermeyer Chadwick, Blackett und Occhialini (vgl. Literaturverzeichnis am Schluß, hier abgekürzt durch C./J., M./P., A./N., C./B./O.).

1) F. Kirchner, Naturw. **21**, 477, 1933.
2) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **33**, 633, 1932. — W. Messerschmidt, Zeitschr. f. Phys. **78**, 668, 1932. — E. Steincke u. H. Schindler, Zeitschr. f. Phys. **75**, 115, 1932.

Die Anordnung bei diesen Arbeiten ist die folgende: Man läßt harte γ-Strahlen auf eine Substanzschicht auffallen. Unter dem Einfluß der γ-Strahlen werden aus der Substanz zunächst zahlreiche Comptonelektronen austreten. Untersucht man aber die austretenden Partikeln näher in einer Wilsonkammer mit axialem Magnetfeld, so findet man neben zahlreichen Elektronen auch Positronen beigemischt. Die Spuren dieser „künstlichen" Positronen zeigen dieselben Eigenschaften und dasselbe Aussehen wie diejenigen von Ultrastrahlpositronen, d. h. man erhält hier dieselben lockeren elektronenartigen Spuren mit positiver Krümmung und einer Reichweite, welche diejenige gleichstark gekrümmter Protonen um Größenordnungen übertrifft.

Zugleich tritt hier aber eine Erscheinung auf, welche für diese Art der Positronenerzeugung besonders typisch und für die Deutung des Positrons selbst wahrscheinlich von größter Bedeutung ist: das Positron tritt nach den Beobachtungen von A./N. und C./J. häufig als Bestandteil eines Elektronenzwillings mit gemeinsamem Ursprung auf, wie wir es vorher beim Diracmodell geschildert haben. Man beobachtet also, daß aus der bestrahlten Substanzschicht mit der Positronenspur zugleich häufig eine Elektronenspur auftritt, wobei die Rückwärtsverlängerung beider Spuren auf einen offenbar gemeinsamen Ursprung trifft. Es bedeutet keinen Widerspruch mit unserer Modellvorstellung, wenn ein Teil der Positronen als Einzelspur in Erscheinung tritt. Denn wenn das mit entstehende Elektron bei der Energieverteilung zu wenig mitbekommt, wird es gar nicht bis zur Oberfläche der Substanz kommen, sondern vorher steckenbleiben, also in der Wilsonkammer unsichtbar sein. Auf Grund der bisherigen Beobachtungen darf man daher annehmen, daß die hier gebildeten Positronen stets die positiven Anteile von Elektronenzwillingen sind, und daß das öftere Fehlen des negativen Anteils sekundäre Ursachen hat. Die ganze Erscheinung spricht daher sehr für die Richtigkeit unserer Modellvorstellung.

Auch die bisherigen Beobachtungen bei Variierung der γ-Strahlenergie stehen im allgemeinen nicht im Widerspruch mit unserem Modell. Man hat die Positronenauslösung bisher mit drei γ-Strahlen versucht. Zwei davon, die Strahlung des Poloniums mit $M = 0{,}8$ Millionen und die des Thorium C'' mit $M = 2{,}6$ Millionen Volt sind radioaktiven Ursprungs. Die dritte ist eine Begleiterscheinung der Neutronenemission von Beryllium beim Bombardement mit schnellen α-Strahlen und besitzt 5 Millionen Volt. Im letzteren Fall benutzt man also ein Gemisch von Neutronen und Photonen, C./J. haben aber gezeigt, daß bei Zwischenschaltung von 2 cm *Pb* zwischen Beryllium und Positronenstrahler eine Abnahme der Positronenbildung um 40 Proz. eintritt. Dieser Wert entspricht gerade der Absorption einer Quantenstrahlung von $5 \cdot 10^6$ Volt; dagegen würde die Abnahme nur 12 Proz. betragen, wenn die Berylliumneutronen Ursache der Positronenbildung wären. Der wirksame Bestandteil in diesem Strahlengemisch sind also wohl die Photonen und nicht die Neutronen; darum dürfen wir diese Versuche mit zur Positronenbildung durch γ-Strahlung rechnen.

Die Ergebnisse bei Variierung der γ-Strahlenergie sind nun die folgenden: M./P. finden zunächst, daß eine Positronenbildung durch die Poloniumstrahlung von 800000 Volt nicht möglich ist; diese Tatsache stimmt mit unserem Modell überein, demzufolge die Positronenbildung erst oberhalb 10^6 Volt einsetzen darf.

Die Thoriumstrahlung mit ihren 2,6 Millionen Volt ist dagegen zur Positronenauslösung bereits gut geeignet; sie wird von M./P., A./N. und C./J. in ihren Versuchen benutzt.

Noch wirkungsvoller scheint aber die sehr harte Berylliumstrahlung mit ihren 5 Millionen Volt zu sein, welche von C./B./O. und besonders von M./P. und C./J. in ihren Experimenten benutzt wurde. Man kann den Wirkungsgrad einer γ-Strahlung bezüglich Positronenbildung bei gegebener Anordnung durch das Verhältnis der Positronen zu den Elektronen ausdrücken, welche von der Strahlung in der Substanzschicht ausgelöst werden[1]). C./J. finden nun für dieses Verhältnis bei Bestrahlung von *Pb* mit Thoriumstrahlung $^8/_{100}$, mit Berylliumstrahlung aber $^{40}/_{100}$. Die Bildung von Elektronenzwillingen setzt also vermutlich, wie es unser Modell fordert, oberhalb 10^6 Volt ein und steigt dann rasch mit der Frequenz an. Dieser Gang mit der Frequenz ist derselbe, den man bei der oben besprochenen anomalen, über den Comptoneffekt hinausgehenden Absorption der γ-Strahlung beobachtet: diese zusätzliche Absorption ist gering bei der *RaC*-Strahlung ($1{,}6 \cdot 10^6$ eV) und sehr deutlich bei der *ThC''*-Strahlung ($2{,}6 \cdot 10^6$ eV). Es ist darum möglich, daß diese zusätzliche Absorption wenigstens teilweise durch Bildung von Elektronenzwillingen verursacht ist.

In diesem Zusammenhang ist auch die Abhängigkeit obiger Positronenausbeute von der Ordnungszahl des Positronenstrahlers

1) Die bei der γ-Bestrahlung einer Substanz aus dieser austretenden Elektronen sind zum Teil Bestandteile der entstehenden Elektronenzwillinge, zum anderen und größeren Teil einfache Comptonelektronen.

von Interesse. Es liegen allerdings bisher nur wenig Beobachtungen über diesen Punkt vor, denn C./.B./O. und A./N. benutzen nur Blei als bestrahlte Substanzschicht; M./P. lassen in einem Fall die γ-Strahlen auch auf Messing, also auf Kupfer und Zink einwirken, ohne Angaben über die relative Positronenausbeute zu machen; nur bei C./J. werden die Ordnungszahlen der bestrahlten Substanz im weiteren Umfang variiert und die relativen Ausbeuten bei *Al*, *Cu*, *Pb* und *U* (in der Form von Uranoxyd) angegeben. Dabei ergibt sich, daß die Positronenausbeute (also Positronen durch Elektronen, soweit sie in der Substanzschicht entstehen) der Berylliumstrahlung in *Al* sehr klein ist. In *Pb* ist sie um fast eine Größenordnung größer als in *Al*, auf vier schnelle Elektronen kommt hier etwa ein schnelles Positron. In Kupfer schließlich ist die Ausbeute etwas kleiner, in Uran etwas größer als in Blei. Die Ausbeute zeigt also bei der Berylliumstrahlung einen monotonen Gang mit wachsender Ordnungszahl. Dieser Gang ist wiederum derselbe wie bei der anomalen Absorption von γ-Strahlen so daß diese auch hier eine Beziehung zur Positronenbildung andeutet.

Wir besprechen weiterhin die Ergebnisse hinsichtlich der Energien der Positronen, gemessen durch die magnetische Krümmung ihrer Wilsonspuren. Diese Ergebnisse sind zwar noch nicht völlig im Einklang miteinander, stehen aber nicht im Widerspruch zu den Forderungen unseres Modells. Ihm zufolge müssen wir erwarten, daß bei einer γ-Strahlung von M Millionen Volt erstens die Maximalenergie des einzelnen Positrons $M - 1$ Millionen nicht überschreitet, zweitens die Energiesumme des Elektronenzwillings maximal gleich $M - 1$ Millionen ist, oder infolge Bremsung entsprechend kleiner, wenn die Zwillingsbildung in tieferen Schichten des Positronenstrahlers vor sich ging.

Betrachten wir zunächst die Ergebnisse bei der Thoriumstrahlung von $M = 2{,}6$ Millionen Volt; die zulässige Maximalenergie wäre dann 1,6 Millionen. A./N. und M./P. stellen übereinstimmend fest, daß hier die Energie der Einzelpositronen eine kontinuierliche Verteilung zeigt mit einer oberen Grenze bei etwa 1,6 Millionen Volt; das eine Positron von M./P. mit $1{,}8 \cdot 10^6$ Volt stimmt noch innerhalb der Fehlergrenzen damit überein, das Modellbild wird also bestätigt. A./N. haben weiterhin an 13 Elektronenzwillingen die Summe der Elektronen- und Positronenenergie gebildet und haben gefunden, daß sie in 12 Fällen zwischen 10^6 und $1{,}6 \cdot 10^6$ eV liegt; der einzigen Ausnahme mit $1{,}8 \cdot 10^6$ eV legen A./N. keinen Wert bei. Die Beobachtungen von C./J. weichen allerdings hier und auch bei der nachfolgend besprochenen Berylliumstrahlung insofern ab, als die schnellsten Positronen nicht die Maximalenergie von $(M - 1) \cdot 10^6$ eV zeigen, sondern nur etwa die Hälfte davon; diese kleinere Energie würde bei unserem Modell dann eintreten, wenn sich die kinetische Energie immer ungefähr zu gleichen Teilen auf beide Partner des Zwillings verteilt. Im Falle der hier besprochenen Thoriumstrahlung beobachten sie Positronenenergien bis zu 800000 Volt, also nur halb soviel wie A./N. und M./P.

Zum Schluß noch die Energien der Positronen bei der Berylliumstrahlung von $5 \cdot 10^6$ Volt; die Maximalenergie wäre hier $4 \cdot 10^6$ eV. C./B./O. stellen lediglich das Auftreten von Positronen fest, ohne Energien anzugeben. M./P. finden bei den vier schnellsten Positronen Energien zwischen 3,4 und $4{,}4 \cdot 10^6$ eV, wobei die Fehlergrenzen dieser Zahlen nicht angegeben werden. C./J. aber finden wieder wesentlich kleinere Positronenenergien; die maximal auftretende Energie beträgt zwar bei den Elektronen $4{,}7 \cdot 10^6$ eV und entspricht gut dem Comptoneffekt einer γ-Strahlung von $5 \cdot 10^6$ Volt, dagegen finden sie als Maximalenergie der Positronen nur $2{,}2 \cdot 10^6$ eV. Angesichts dieses noch ziemlich kleinen und unsicheren Zahlenmaterials scheint eine Klärung der Verhältnisse bei der Berylliumstrahlung noch nicht vorzuliegen.

Wenn es sich in Zukunft bestätigen sollte, daß bei einer Quantenstrahlung von $M \cdot 10^6$ eV die Partikelenergien $(M - 1) \cdot 10^6$ eV nicht übersteigen, so wäre damit zugleich (wenn das Positron eine Elementarladung besitzt) die Annahme bewiesen, daß das Positron die Masse des Elektrons hat. Hierin liegt in der Tat teilweise das große Interesse an diesen Energiemessungen bei der künstlichen Positronenbildung: die Auswertung der Krümmungsmessungen erfolgt immer unter der Annahme, daß das Positron ein einfaches positives Elektron ist; ein exakter Beweis für diese Annahme steht aber noch aus. –

Damit sind die zur Zeit vorliegenden Ergebnisse über die Entstehung von Positronen aus γ-Strahlung besprochen; sie scheinen sich bisher zwanglos der geschilderten Modellvorstellung anzupassen.

2. Das Positron als unbeständige Partikel.

Das Positron, dessen Existenz wohl gesichert ist, besitzt eine Eigenschaft, von der noch nicht die Rede war: obwohl durch Ultrastrahlen und Kernumwandlungen dauernd Positronen gebildet werden, sieht man zunächst nicht, wo diese elektrisch geladenen Partikeln bleiben[1]). In einem Raum, der von energiereichen Strahlen

[1]) Bei den Neutronen, die ja gleichfalls dauernd in der Natur gebildet werden, sieht man zwar auch nicht, wo sie bleiben; aber diese sind wegen ihrer Ladungslosigkeit leicht übersehbar.

aller Art frei ist, scheint es keine beobachtbaren Positronen zu geben. Allerdings ist die Positronenbildung wahrscheinlich sehr klein. Wenn man annimmt, daß die positiven Ultrapartikeln vorwiegend Positronen sind, kann man aus der Zahl der Partikeln in Meereshöhe leicht abschätzen, wieviel Positronen gebildet werden; man kommt auf $\sim 10^{24}$ Positronen pro Jahr auf Erden, entsprechend einer Masse von $^1/_{1000}$ g. Diese Zahl wäre gemäß der größeren Strahlungsintensität in der Stratosphäre noch entsprechend zu vergrößern, auf jeden Fall ist aber die Positronenproduktion, auch bei Hinzunahme der Radioaktivität und innerhalb astronomischer Zeiträume, nur gering.

Die Theorie Diracs wird dieser Erfahrungstatsache, daß das Positron normalerweise nicht da ist, dadurch gerecht, daß sie das Positron als unbeständige Partikel auffaßt; es soll beim Positron zu dem Prozeß des Entstehens den inversen Prozeß des Verschwindens geben. Das Positron soll eine Partikel sein, welche durch den eingangs geschilderten Prozeß einmal entsteht, eine gewisse Zeitlang (im Vakuum unbegrenzt lang) lebt, um schließlich durch Wechselwirkung mit der Materie wieder zu verschwinden. Dieselbe Eigenschaft der Unbeständigkeit ist uns vom Lichtquant (Photon) her wohl bekannt, und die Analogie zwischen Positron und Photon kommt in der Diracschen Auffassung auch dadurch zum Ausdruck, daß beide wechselseitig ineinander verwandelbar sein sollen, entsprechend einer direkten Wechselverwandlung von Elektrizität in Licht.

Bei dieser „Zerstrahlung" des Positrons fordern wir wieder die Gültigkeit der drei Erhaltungssätze, verlangen also speziell, daß mit dem Positron zugleich ein Elektron verschwinden muß, damit die Ladungssumme Null verschwindet; ferner verlangen wir wieder die passive Mitbeteiligung einer dritten Partikel – eines Kernes – zur Erfüllung des Impulssatzes. Der Zerstrahlungsprozeß wäre somit im wesentlichen die Umkehrung des Bildungsprozesses: das daher fliegende Positron vereinigt sich mit irgendeinem Elektron der Umgebung zu einem Zwilling, welcher unter Bildung eines Lichtquants[1]) verschwindet; die Quantenenergie entspricht der Zerstrahlung der Ruhmassen plus der Bremsstrahlung, die beim Verschwinden der kinetischen Energie des Positrons frei wird. Wenn, vom Systemschwerpunkt aus betrachtet, zwei diametral auseinanderfliegende Quanten emittiert werden[2]), ist die passive Beteiligung einer dritten Partikel unnötig. Die Mitbeteiligung des Kernes an der Impulsbilanz wird besonders dann möglich sein, wenn das verschwindende Atomelektron fest gebunden ist. Bei locker gebundenen Elektronen ist eine Mitbeteiligung des Kernes unwahrscheinlich. Auf jeden Fall führt die in der Elektronenhülle entstehende Lücke zur nachträglichen Emission der charakteristischen Röntgenstrahlung des betreffenden Atoms.

Der Gesamtprozeß ist in Fig. 2 noch einmal dargestellt. Der negative Anteil des entstehenden Zwillings ist beständig; trotzdem findet keine dauernde Neubildung von Materie oder Ladung statt, da ja für das gebildete Elektron ein anderes verschwinden soll. Die Figur ist für den Fall gezeichnet, daß bei der Zerstrahlung infolge Mitbeteiligung einer dritten Partikel nur ein Lichtquant emittiert wird.

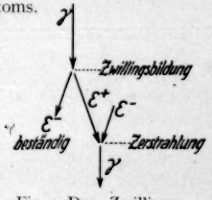


Fig. 2. Der „Zwillingseffekt" nach der Dirac-Theorie.

Als Konsequenz dieser Vorstellung müßte man erwarten, daß Positronenspuren plötzlich mitten in der Wilsonkammer enden, ohne daß ein sichtbarer Grund vorliegt; außerdem müßte im Spektrum der Streustrahlung von harten γ-Strahlen die Wellenlängen der Positronenzerstrahlung auftreten. Ein plötzliches Aufhören von Positronenspuren ist aber bisher noch nicht beobachtet worden; dieser negative Befund spricht allerdings noch nicht gegen die Möglichkeit eines solchen Effekts, denn nach Dirac ist die Zerstrahlungswahrscheinlichkeit schnellfliegender Positronen nur gering. Bezüglich der Beimischung der Positronenzerstrahlung zur Streustrahlung liegt bisher die Beobachtung von Gray und Tarrant (a. a. O.) vor, welche im Spektrum der Streustrahlung harter γ-Strahlen auch weichere Banden bei $^1/_2$ und 1 Million Volt fanden. Diese beiden Wellenlängen würden gerade der Zerstrahlung eines Elektronenzwillings in zwei resp. ein Lichtquant entsprechen; eine Bestätigung dieser Beobachtung von anderer Seite ist bisher noch nicht erfolgt.

Diese Fragen, die sich hier erheben, hängen letzten Endes mit der einen Grundfrage der heutigen Physik zusammen, ob nun das Proton oder das Neutron komplex ist. Wenn das Proton elementar und das Neutron aus Proton und Elektron zusammengesetzt ist, scheint für das Positron als beständige Korpuskel kein rechter Platz mehr zu sein. Wenn dagegen das Positron beständig ist, dann muß es auch eine revolutionäre Rolle in unseren Vorstellungen über den Kernbau spielen und es liegt dann die Annahme nahe, daß das Neutron elementar und

[1]) H. Hönl, Zeitschr. f. Phys. **77**, 317, 1932, hat den analogen Zerstrahlungsvorgang bei Protonen diskutiert.

[2]) P. Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc. **26**, 361, 1930.

das Proton aus Neutron und Positron zusammengesetzt ist. Der von Frisch und Stern[1]) beobachtete ungewöhnliche Wert für das magnetische Moment des Protons spricht zugunsten der letzteren Auffassung.

Diese Fragen leiten zugleich zum dritten Abschnitt unserer Darstellung über.

3. Das Positron als beständige Partikel.

Stellt man sich umgekehrt auf den Standpunkt, daß das Positron eine beständige Partikel ist, so kann es – da es doch laut Erfahrung normalerweise nicht da ist – nur noch im Kern „versteckt" werden, um dort als Träger der Kernladung zu fungieren. Diese Auffassung, die nach der Entdeckung des Positrons zunächst besonders nahe lag, ist von Anderson und von Elsasser vertreten worden. Es gibt tatsächlich auch eine – bisher einzige – Beobachtung, welche am einfachsten in dieser Weise zu erklären ist.

C./J. haben kürzlich gezeigt, daß bei der Atomzertrümmerung von Aluminium und Bor durch Bombardement mit α-Strahlen neben den Protonen auch schnelle Positronen emittiert werden, welche wie sonst in der Wilsonkammer mit axialem Magnetfeld beobachtbar sind. Diese Art von Positronenquelle scheint die ergiebigste zu sein, die man bislang kennt, sie liefert bei einem Poloniumpräparat von 20 Millicurie und bei *Al* im Durchschnitt bei jeder Wilsonexpansion ein gut beobachtbares Positron; umgerechnet auf die Zahl der auf das *Al* auffallenden α-Teilchen, benötigt man zur Bildung eines Positrons etwa $2 \cdot 10^6$ α-Teilchen.

Ersetzt man die *Al*- bzw. *B*-Schicht durch andere Substanzen, z. B. durch *Li*, *Ag*, *Paraffin*, so ist eine Positronenbildung nicht zu beobachten; dieser Umstand sowie weitere Kontrollversuche machen es ziemlich sicher, daß die Positronenemission immer nur gleichzeitig mit der Kernumwandlung von *Al* und *B* auftritt und nicht durch Sekundäreffekte bedingt ist. Wenn dies zutrifft, so ergibt sich die einfachste Deutung dieser Beobachtung auf Grund unserer jetzigen zweiten Auffassung über das Positron: beim Bombardement von *Al* und *B* werden von den α-Teilchen in der Regel Protonen aus den Kernen herausgeschossen, es kommt aber auch vor, daß statt dessen ein Positron und ein Neutron herausgeschossen wird, was ja bezüglich Kernumwandlung und Energie praktisch dasselbe ist. Da hier das Proton komplex sein und aus einem Neutron und einem Positron bestehen soll, kann man diese Deutung auch so ausdrücken: die Protonen treten aus dem *Al*- und *B*-Kern manchmal auch im aufgespaltenen Zustand heraus.

1) R. Frisch u. O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **85**, 4, 1933.

Diese Art der Deutung scheint bei vorliegendem Experiment die natürliche zu sein; da hier die Positronen als Einzelpartikeln aus Atomkernen herausgeschossen werden, müssen sie beständige Partikeln sein, die vorher bereits in diesen Kernen steckten. Die neugebildeten freien Positronen können sich möglicherweise mit freien Neutronen zu Protonen vereinigen und dadurch als freie Positronen unbeobachtbar werden. Diese neue Auffassung des Positrons als beständiger Kernbaustein läßt sich nicht leicht vereinbaren mit der Annahme Diracs über die leichte Zerstrahlbarkeit freier Positronen im materieerfüllten Raum – es sei denn, man nimmt an, daß nur das freie Positron zerstrahlbar ist, nicht aber das in festen Quantenzuständen gebundene. Auf jeden Fall wird unsere Vorstellung über die Bildung von Elektronenzwillingen von dieser Unsicherheit nicht berührt, denn die Entstehung von Zwillingen aus Lichtquanten unter Wahrung der drei Erhaltungssätze ist dank der erwähnten Experimente keine Hypothese mehr. Die Frage aber, ob die Positronen ebenso vergänglich sind wie Lichtquanten oder ebenso beständig wie Elektronen, ist vorläufig noch durchaus ungeklärt. Beim heutigen Stand der Erfahrung ist es jedenfalls noch völlig unentschieden, welche Rolle das Positron in unserem Weltbild spielen wird. Aufgabe der vorliegenden Zusammenstellung war es, die gegenwärtige Situation und ihre noch widersprechenden Deutungsversuche zu schildern.

Literaturverzeichnis.

Ultrastrahlarbeiten:

C. D. Anderson, Phys. Rev. **41**, 405, 1932; Science **76**, 238, 1932; Phys. Rev. **43**, 368, 491, 1933.
P. Blackett u. G. Occhialini, Proc. Roy. Soc. **139**, 699, 1933.
P. Kunze, Zeitschr. f. Phys. **80**, 559, 1933; **83**, 1, 1933.

„Gegenläufige" Elektronen bei der Thoriumstrahlung:

I. Curie u. M. F. Joliot, Compt. rend. **194**, 1229, 1933; Journ. Phys. **4**, 21, 1933.

Positronen durch Thoriumstrahlung:

I. Curie u. M. F. Joliot, Compt. rend. **196**, 1581, 1933.
C. D. Anderson, Science **77**, 432, 1933.
C. D. Anderson u. S. H. Neddermeyer, Phys. Rev. **43**, 1034, 1933.

Positronen durch Berylliumstrahlung:

I. Chadwick, P. Blackett u. G. Occhialini, Nature **131**, 473, 1933.
L. Meitner u. K. Philipp, Naturw. **21**, 286, 468, 1933.
I. Curie u. M. F. Joliot, Compt. rend. **196**, 1105, 1581, 1885, 1933.

Allgemeines:

W. Elsasser, Nature **131**, 764, 1933.
K. Darrow, Rev. of Scient. Inst. **4**, 263, 427, 1933.
Mandel, Phys. Zeitschr. Sowjet-Union **3**, 151, 1933.

Zusatz bei der Korrektur:

Wegen der raschen Entwicklung dieses Gebietes ist es wünschenswert, die jüngst erschienenen Arbeiten noch nachzutragen. In Fig. 3

Fig. 3. Entstehung eines Elektronen-Zwillings im Gas der Wilsonkammer nach Curie und Joliot; rechts das Positron, links das Elektron.

sehen wir ein Beispiel eines Elektronenzwillings, wie es kürzlich von Curie und Joliot erhalten wurde; ich bin diesen Autoren für die Überlassung der Wilsonaufnahme sehr dankbar. Dieses Beispiel ist deshalb besonders instruktiv, weil der Zwilling hier im Gas der Kammer selber entsteht, so daß der gemeinsame Ursprung beider Partner sichtbar ist. Die auslösende Thoriumstrahlung von $2{,}6 \times 10^6$ Volt trat von unten in die Kammer ein, der rechte Partner ist das Positron, der linke das Elektron.

Im nachfolgenden werden noch einige Arbeiten der letzten Zeit ohne Anspruch auf Vollständigkeit zusammengestellt, wobei ein näheres Eingehen auf ihren Inhalt unmöglich ist. Perrin (1) gibt eine zusammenfassende Darstellung unter Berücksichtigung der astrophysikalischen und kosmologischen Beziehungen. Von theoretischer Seite liegen mehrere Arbeiten vor: Beck (2) gibt eine allgemeine Diskussion der Dirac-Theorie im Hinblick auf ihre Bedeutung für Kernphänomene; Fürth (3) diskutiert das Positron vom Standpunkt seiner „Theorie der elementaren Unschärfen"; Placinteanu (4) denkt sich das Neutron zusammengesetzt aus einem Proton und einem Elektron, wobei sich aber letzteres im Zustand negativer Energie befinden soll; weiterhin macht er auch (5) theoretische Bemerkungen zur Positronenfrage; Oppenheimer und Plesset (6) berechnen die Wahrscheinlichkeit der Zwillingsbildung durch Photonen nach der Dirac-Theorie und finden im wesentlichen Übereinstimmung mit den Experimenten über die Zusatzabsorption harter γ-Strahlung; dagegen finden Fermi und Uhlenbeck (7), daß die Wahrscheinlichkeit der Zwillingszerstrahlung nach Dirac sich schwer vereinbaren läßt mit den früher erwähnten Untersuchungen der Streustrahlung harter γ-Strahlen durch Gray und Tarrant (a. a. O.); Furry und Carlson (8) führen dieselbe Rechnung wie Oppenheimer und Plesset für stoßende Elektronen aus, sie berechnen also die Wahrscheinlichkeit der Zwillingsbildung nach Dirac beim Eindringen geladener Partikeln in ein Kernfeld und diskutieren das Resultat hinsichtlich seiner Bedeutung für die Ultrastrahlung; Cassen (9) macht einen beachtenswerten Deutungsvorschlag über die Entstehung der „Garben" bei Blackett und Occhialini; beachtlich ist auch die Notiz von Curie und Joliot (10), welche in der so grundlegend wichtigen Frage nach der Masse des Neutrons einen neuen Vorschlag machen. — Diesen theoretischen Arbeiten steht nur eine experimentelle Arbeit von Grinberg (11) gegenüber, welcher die Auslösung von Elektronenzwillingen in Blei mit Hilfe der *RaC*—γ-Strahlung (Energieschwerpunkt bei $\sim 1{,}5 \times 10^6$ eV) untersucht. Die beobachtete Maximalenergie der Positronen entspricht gut der Erwartung nach unserer Modellvorstellung. Die Positronenausbeute (Positronen : Elektronen) betrug $^3/_{100}$, gegenüber $^8/_{100}$ bei der Thoriumstrahlung ($2{,}6 \times 10^6$ eV) und $^{40}/_{100}$ bei der Beryllumstrahlung (5×10^6 eV). Diese Messungen reihen sich also gut in die bisherigen ein.

Literaturverzeichnis.

1) J. Perrin, Compt. rend. **197**, 628, 1933.
2) G. Beck, Zeitschr. f. Phys. **83**, 498, 1933.
3) R. Fürth, Zeitschr. f. Phys. **85**, 294, 1933.
4) J. Placinteanu, Zeitschr. f. Phys. **84**, 370, 1933.
5) —, Compt. rend. **197**, 549, 1933.
6) I. Oppenheimer und M. Plesset, Phys. Rev. **44**, 53, 1933.
7) E. Fermi und G. Uhlenbeck, Phys. Rev. **44**, 510, 1933.
8) W. Furry und I. Carlson, Phys. Rev. **44**, 237, 1933.
9) B. Cassen, Phys. Rev. **44**, 513, 1933.
10) I. Curie und F. Joliot, Compt. rend. **197**, 237, 1933.
11) M. Grinberg, Compt. rend. **197**, 318, 1933.

W. Schottky und F. Waibel (Berlin-Siemensstadt), Die Elektronenleitung des Kupferoxyduls.

I. Experimenteller Teil von F. Waibel.

Die physikalische Wirkungsweise der unipolar leitenden und lichtelektrisch wirksamen Sperrschicht eines Halbleiters ist ein bisher wenigstens theoretisch noch ungelöstes Problem. Über die Entstehung derselben sind wir nach der physikalisch-technischen Seite hin schon ganz gut orientiert bei dem am meisten untersuchten Halbleitermaterial, dem Kupferoxydul. Wir dürfen annehmen, daß beim Kupferoxydul die Sperrschicht eine über 10^{-6} mm dicke Schicht extrem von Sauerstoff evakuierten Kupferoxyduls ist, d. h. eine sehr dünne Schicht extrem geringer elektrischer Leitfähigkeit. Auf der einen Seite ist dieselbe stets in engstem Kontakt mit Kupfer, ganz gleich wie auch die Sperrschicht hergestellt wird. Beim Hinterwandgleichrichter ergibt sich der Kontakt der Oxydulschicht mit dem Kupfer von selbst durch die teilweise Oxydation des Kupferbleches und die Ausbildung der Sperrschicht an der Grenzfläche Cu/Cu_2O. Aber auch beim Vorderwandgleichrichter (Vorderwandzelle) aus massivem Kupferoxydul hat es sich gezeigt, daß für die Ausbildung der Sperrschicht eine Reduktion des Kupferoxyduls nötig ist, z. B. durch Elektronen- oder Ionenbombardement oder durch chemische Reduktion. Auf der dem Kupfer abgewendeten Seite der Sperrschicht findet ein mehr oder weniger rascher Übergang der schlecht leitenden Sperrschicht in viel besser leitfähiges Material statt. Über die Entstehung der Sperrschicht bei anderen Halbleitern ist noch wenig bekannt.

Wir dürfen erwarten, daß wir in die Physik der Sperrschicht nur mit Erfolg eindringen können, wenn wir über den Leitfähigkeitsmechanismus im Halbleitermaterial orientiert sind. Auch über diesen haben wir beim Kupferoxydul schon manche physikalisch und technisch wichtige Erfahrung machen können. In letzter Zeit haben Dünwald und Wagner[1]) die Leitfähigkeit des Kupferoxyduls bei hohen Temperaturen untersucht. Sie haben u. a. den Einfluß des Sauerstoffgehaltes auf die Leitfähigkeit und die Thermokraft gemessen und kamen zu der von ihnen experimentell gestützten Ansicht, daß die Leitfähigkeit im Kupferoxydul bei hohen Temperaturen (800 bis 1000°) eine sogenannte Elektronendefektleitung ist. D. h. im Gegensatz zur Leitung in Metallen durch quasifreie Überschußelektronen soll bei Kupferoxydul bei hohen Temperaturen die Leitung verursacht sein durch Fehlstellen an Elektronen in dem durch Einbau von Sauerstoff gestörten Kristallgitter.

Nun wissen wir andrerseits aus Messungen von v. Auwers[1]) und Vogt[2]), daß der Halleffekt bei Zimmertemperatur bzw. zwischen $-70°$ bis $+70°$ C ein normales, d. h. negatives Vorzeichen wie bei Metallen hat. Aus diesem Befund muß auf eine Elektronenüberschußleitung geschlossen werden. Diese Diskrepanz der experimentellen Ergebnisse gab Schottky Veranlassung, beim Kupferoxydul ein Umschlagen des Leitfähigkeitsmechanismus in einem mittleren Temperaturgebiet (etwa 500° C) zu vermuten, und zwar von einer Überschußleitung in eine Defektleitung mit wachsender Temperatur. Aus dieser Überlegung heraus wurde der Halleffekt des Kupferoxyduls im Temperaturgebiet zwischen -180 bis etwa 850° C untersucht.

Die Art der Messung sei nur kurz skizziert. Untersucht wurden massive Platten in der Größe von etwa $160 \times 15 \times 0{,}5$ mm aus Material der verschiedensten Leitfähigkeit zwischen einigen hundert Ohm × cm bis zu einigen 10^6 Ohm × cm spez. Widerstandes. Die Platten wurden, gut isoliert (an Quarzröhrchen aufgehängt), in ein Quarzrohr eingebaut, das je nach der angestrebten Leitfähigkeit bald mit Luft oder Stickstoff gefüllt oder ganz evakuiert war. Der Magnet war mit Rücksicht auf die elektrische Beheizung des Quarzrohres an seinen Polen wassergekühlt und lieferte ein homogenes Feld bis zu 6000 Gauß in einem Durchmesser von 70 mm. Bei der Messung war zu berücksichtigen, daß nicht bloß die zu erwartenden Hallspannungen sich um mehrere Größenordnungen änderten, sondern auch die inneren Widerstände des Meßobjektes durch viele Größenordnungen (Faktor etwa 10^6) liefen. Dementsprechend wurden die Hallspannungen mit einem Einfadenelektrometer und mit Drehspulengalvanometern verschiedenen Spulenwiderstandes gemessen, und zwar in der üblichen Kompensationsschaltung. Es sei bemerkt, daß die Meßempfindlichkeit nur im unteren Temperaturbereich bis etwa 200° C gut ausgenützt werden konnte, während bei höheren Temperaturen der Störspiegel durch momentane Änderungen des Meßstromes und kriechende Veränderungen die Genauigkeit bestimmte. Aus diesem Grunde bestanden sowohl die Stromzufuhrelektroden wie auch die Hallelektroden aus Platinbändern, die in das Kupferoxydul durch die Oxydation des Kupfers eingebacken waren. Nur bei tiefen Temperaturen wurden thermisch aufgedampfte Silberelektroden benutzt.

Als wichtigstes Meßresultat möchte ich hervorheben, daß der Halleffekt sein Vorzeichen im

1) Zeitschr. physik. Chem. (B) **22**, 212, 1933.

1) Wiss. Veröff. Siemens-Konz. IX, 2, 294, 1930.
2) Ann. d. Phys. (5), **7**, 183, 1930.

Tabelle.

Halleffekt von Kupferoxydul.

Temperatur in °C	Plattenspannung in Volt	Plattenstrom in Amp.	Magnetfeld in Gauß	Hallspannung in Volt	Spez. Widerstand in Ohm × cm	Hallkonstante R in C.G.S.	$R \times$ Leitfähigkeit in C.G.S.
			1. Sauerstoffreiche Platte bei tiefen Temperaturen.				
20	100	$1{,}94 \cdot 10^{-2}$	5440	$-0{,}035$	$1{,}00 \cdot 10^{2}$	$-2{,}15 \cdot 10^{4}$	$-2{,}15 \cdot 10^{-7}$
− 7	100	$9{,}9 \cdot 10^{-3}$	5400	$-0{,}080$	$1{,}96 \cdot 10^{2}$	$-9{,}7 \cdot 10^{4}$	$-5{,}00 \cdot 10^{-7}$
− 47	100	$5{,}4 \cdot 10^{-3}$	5350	$-0{,}136$	$3{,}60 \cdot 10^{2}$	$-3{,}2 \cdot 10^{5}$	$-8{,}9 \cdot 10^{-7}$
− 81	100	$2{,}28 \cdot 10^{-3}$	5350	$-0{,}210$	$8{,}50 \cdot 10^{2}$	$-1{,}11 \cdot 10^{6}$	$-1{,}30 \cdot 10^{-6}$
− 99	100	$1{,}26 \cdot 10^{-3}$	5370	$-0{,}253$	$1{,}55 \cdot 10^{3}$	$-2{,}43 \cdot 10^{6}$	$-1{,}57 \cdot 10^{-6}$
− 158	100	$9{,}6 \cdot 10^{-6}$	5350	$-0{,}325$	$2{,}03 \cdot 10^{5}$	$-5{,}24 \cdot 10^{8}$	$-2{,}57 \cdot 10^{-6}$
− 180	100	$4{,}00 \cdot 10^{-7}$	5350	$-0{,}320$	$4{,}8 \cdot 10^{6}$	$-9{,}7 \cdot 10^{8}$	$-2{,}00 \cdot 10^{-6}$
			2. Evakuierte Platte bei hohen Temperaturen.				
18	100	$4{,}00 \cdot 10^{-7}$	5200	$-0{,}130$	$6{,}4 \cdot 10^{6}$	$-4{,}2 \cdot 10^{9}$	$-6{,}6 \cdot 10^{-7}$
160	100	$9{,}0 \cdot 10^{-5}$	5250	$-0{,}0265$	$2{,}85 \cdot 10^{4}$	$-4{,}8 \cdot 10^{6}$	$-1{,}70 \cdot 10^{-7}$
262	100	$5{,}86 \cdot 10^{-4}$	5100	$-0{,}010$	$4{,}35 \cdot 10^{3}$	$-2{,}2 \cdot 10^{5}$	$-5{,}1 \cdot 10^{-8}$
305	100	$1{,}60 \cdot 10^{-3}$	5020	$-0{,}0054$	$1{,}60 \cdot 10^{3}$	$-4{,}5 \cdot 10^{4}$	$-2{,}8 \cdot 10^{-8}$
420	100	$7{,}50 \cdot 10^{-3}$	5060	$-0{,}0005$	$3{,}40 \cdot 10^{2}$	$-1 \cdot 10^{2}$	$-2{,}6 \cdot 10^{-9}$
570	50	$1{,}70 \cdot 10^{-2}$	5000	$+0{,}00086$	$7{,}50 \cdot 10^{1}$	$+6{,}7 \cdot 10^{2}$	$+9{,}0 \cdot 10^{-9}$
586	50	$2{,}37 \cdot 10^{-2}$	4950	$+0{,}00095$	$5{,}40 \cdot 10^{1}$	$+5{,}4 \cdot 10^{2}$	$+1{,}0 \cdot 10^{-8}$
718	50	$1{,}50 \cdot 10^{-1}$	5050	$+0{,}0015$	8,5	$+1{,}2 \cdot 10^{2}$	$+1{,}4 \cdot 10^{-8}$
855	33	$1{,}75 \cdot 10^{-1}$	4880	$+0{,}0020$	4,8	$+1{,}5 \cdot 10^{2}$	$+3{,}2 \cdot 10^{-8}$

Temperaturgebiet von 400 bis 500° tatsächlich wechselte. Diese Umkehr ließ sich einwandfrei messend verfolgen an evakuiertem, schlecht leitendem und an mäßig gut leitendem Material. Sie muß also als ein Überhandnehmen der Elektronendefektleitung über die Überschußleitung mit zunehmender Temperatur gedeutet werden. Bei gut leitendem, sauerstoffreichem Material konnte der Halleffekt oberhalb 400° nicht mehr sicher beobachtet werden, wenn auch da Anzeichen qualitativ für die Umkehr sprachen. Eine Tabelle möge die Größenordnung der gemessenen Effekte an zwei herausgegriffenen Meßreihen demonstrieren, für eine gut leitende Platte zwischen − 180° bis Zimmertemperatur und für eine schlecht leitende Platte zwischen 20 und 850° C. Die Hallspannung steigt mit abnehmender Leitfähigkeit sowohl bei der sauerstoffreichen wie sauerstoffarmen Probe stark an. Man mißt z. B. bei einigen 10^{6} Ohm × cm spez. Widerstandes bis zu mehreren Zehntel Volt bei den angegebenen Versuchsdaten. An der evakuierten Probe ist ein außerordentlich rasches Absinken der Hallkonstanten R mit der Temperatur zu beobachten. Bei 400° C liegt die Hallspannung schon unterhalb des Störspiegels von einigen 10^{-4} Volt.

Fig. 1 gibt eine graphische Darstellung der Hallkonstanten R in logarithmischem Maß, abhängig von $\frac{1}{T}$, für zwei Meßreihen an einer sauerstoffarmen und an einer mäßig sauerstoffreichen Probe. In den Temperaturgebieten, wo einer der beiden Leitungsmechanismen stark überwiegt, ist die Hallkonstante R umgekehrt proportional der Konzentration der Leitungsträger. Wie die Kurven zeigen, variiert die Konzentration bei Zimmertemperatur außerordentlich mit dem Sauerstoffgehalt. Zwischen 400 und

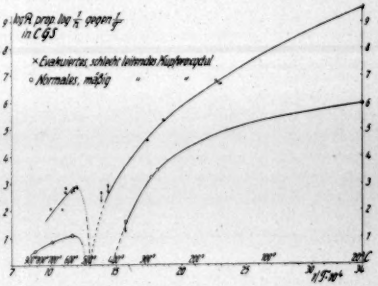


Fig. 1.

500° C sehen wir bei beiden Proben den Durchgang durch Null, oberhalb 500° erscheint die Kurve als positiver Ast wieder.

Fig. 2 gibt die Größe $R \cdot \varkappa$, Hallkonstante × Leitfähigkeit, ebenfalls in logarithmischer Darstellung. Diese Größe ist proportional der Beweglichkeit. Sie ist weit weniger vom Sauerstoffgehalt und der Temperatur abhängig als die Konzentration. Man kann sogar sagen, im unteren Temperaturgebiet ist sie unabhängig vom Sauerstoffgehalt bzw. der Konzentration. Nur im oberen Temperaturgebiet, dem Defektleitungsast, gehen die Kurven für evakuiertes und normal sauerstoffhaltiges Kupferoxydul

auseinander. Man darf wohl auch sagen, daß die Beweglichkeit im Überschußgebiet mit steigender Temperatur etwas abnimmt, im Defektleitungsgebiet ist der Gang nicht sicher festzustellen. Im Überlappungsgebiet haben die gemessenen

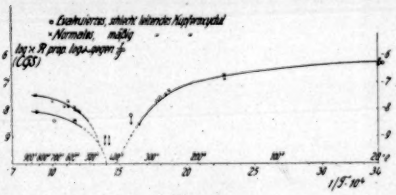


Fig. 2.

Beweglichkeiten nur einen Sinn, wenn man sie als Differenz zweier Effekte theoretisch deuten kann.

II. Theoretischer Teil von W. Schottky[1]).

In den Metalloxyden wie Kupferoxydul, Kupferoxyd, Eisenoxyd usw. hat man sich bekanntlich die Metalle als positive Ionen, den Sauerstoff als negatives Ion in einem gitterförmigen Aufbau angeordnet zu denken. Das Cu_2O besteht so aus einfach positiv geladenen Kupferionen und zweifach negativ geladenen Sauerstoffionen, die sich in bestimmter Gruppierung abwechseln. Diese abwechselnde Anordnung von positiven und negativen Ladungen erzeugt eine entsprechende Welligkeit des elektrostatischen Potentials, und zwar kann das Potential in der Nähe der negativen Ladungen um viele Volt niedriger sein als in der Nähe der positiven.

Für irgendeine gerade Linie, die übrigens nicht gerade genau durch die Atomkerne hindurchgehen soll, denken wir uns diese Potentialwellung schematisch aufgezeichnet, und zwar gleich so, daß negativere Potentiale als Berge, positivere als Täler erscheinen. Der Wellenzug gibt dann, gemäß der Definition des elektrischen Potentials, gleichzeitig die Energie wieder, die eine ruhende negative Ladung an den verschiedenen Stellen des Gitters besitzen würde (Fig. 3a).

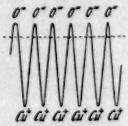


Fig. 3a.

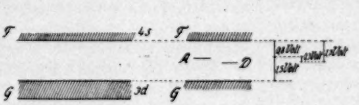


Fig. 3b.

Wie wird sich nun ein im Kristallgitter vorhandenes Elektron in diesem welligen Potentialfelde bewegen? Wenn wir uns hierüber Vorstellungen bilden wollen, die mit anderen experimentellen Tatsachen nicht im Widerspruch stehen, müssen wir darauf verzichten, uns die Leitungselektronen als kleine Kügelchen vorzustellen, die diese Potentialberge hinauf- und hinunterrollen. Wie in den Arbeiten von F. Bloch, R. Peierls, A. H. Wilson u. a. in den letzten fünf Jahren gezeigt wurde, hat man hier neben der korpuskularen Natur der Elektronen auch ihre Wellenstruktur zu berücksichtigen und findet dann verschiedene neue Züge, deren Diskussion zum Verständnis der Leitungseffekte notwendig ist[1]).

Zunächst gilt nicht mehr der Satz, daß ein Elektron, das sich gerade in einer Potentialmulde aufhält, nicht heraus kann, wenn seine kinetische Energie nicht zum Überfliegen des die Mulde umgebenden Höhenzuges ausreicht. Es kann vielmehr sehr wohl eine Leitung durch Elektronen erfolgen, deren Gesamtenergie unterhalb des Gebirgskammes der benachbarten Energieberge liegt (gestrichelte Linie Fig. 3a).

Eine weitere Folge der unmechanischen Eigenschaften der Elektronen ist, daß das Gitter überhaupt nicht Elektronen ganz beliebiger Energie und in beliebiger Menge aufzunehmen vermag, sondern daß in dem Kristallgitter ebenso eine Besetzungsordnung und eine Reihenfolge diskreter Energieniveaus für die Elektronen herrscht wie in den einzelnen Schalen des Bohrschen Atommodells. Allerdings spalten die diskreten Energieniveaus der Atome innerhalb des Gitters in sehr viele benachbarte Energiewerte auf. Statt von Elektronenschalen muß man also jetzt von kontinuierlichen Energiebändern der Elektronen sprechen; je zwei Energiebänder, die verschiedenen Atomniveaus entsprechen, sind in den Isolatoren und Halbleitern durch ein verbotenes Energieintervall voneinander getrennt.

Einige von den Energiebändern, die den verschiedenen Elektronenschalen des Cu^+-Ions zuzuordnen sind, sind in Fig. 3b schematisch dargestellt, und zwar unten das Energieband, das den $3d$-Elektronen der abgeschlossenen 18er-Gruppe des Cu^+-Ions entspricht, oben der Beginn des Bandes, der einem weiteren Elektron, dem Valenzelektron der $4s$-Schale des neutralen Cu-Atoms entspricht. Das obere Band bezeichnen wir als F-Band (Band der „freien" Elektronen), das untere als G-Band (Band der „gebundenen" Elektronen). Das Energieintervall zwischen F- und G-Band entspricht nach

1) Für mannigfache Beratung in wellenmechanischen Fragen der Halbleitertheorie sind wir Herrn Dr. R. Peierls, z. Z. Manchester, zu großem Dank verpflichtet.

1) Vgl. z. B. die anschauliche Darlegung dieser Verhältnisse bei L. Nordheim, Metallwirtsch. 9, 121 u. 135, 1932.

unserer Schätzung etwa 2,3 Volt. Die Elektronenbänder der Sauerstoffionen liegen noch wesentlich tiefer als der obere Rand des G-Bandes.

Im normalen, ungestörten Cu_2O-Gitter ist nun die $3d$-Schale und jede tiefere Schale gerade voll besetzt. Es fehlt aber jedes Elektron des $4s$-Bandes, also unseres F-Bandes. In diesem Fall ist das Kupferoxydul ein Isolator. Denn es laufen zwar in den tieferen Energiebändern alle vorhandenen Elektronenwellen, abgesehen von den thermischen Störungen, ungehindert durch den Kristall hindurch, aber die Verteilung der Zahl und Richtung dieser Wellen ist durch die Besetzungsordnung eindeutig vorgeschrieben, und es ist nicht möglich, durch ein äußeres Feld etwas zu ändern und z. B. einen resultierenden einseitigen Elektronenstrom hervorzurufen.

Die Sache wird aber sofort anders, wenn auf irgendeine Weise, etwa durch positive Raumladung oder durch Einführung elektronenanlagernder Störstellen, dem G-Band ein Elektron entrissen wird. Da vorher, zusammen mit den Restladungen des Cu^+-Ions, gerade Neutralität herrschte, bedeutet das Fehlen eines Elektrons im G-Band das Auftreten einer resultierenden positiven Elementarladung im Gitter, einer Ladung, die sich in dem Maße, wie sich durch die Bewegung der anderen G-Elektronen diese Defektstelle verschiebt, ebenfalls hin und her zu bewegen scheint. Dieser Vorgang ist noch mit unseren bisherigen Denkgewohnheiten im Einklang; was aber der anschaulichen Vorstellung große Schwierigkeiten bereitet, ist die weitere von Heisenberg abgeleitete Folgerung, daß man die Bewegung einer solchen Defektstelle in jeder Beziehung so auffassen kann, als ob sie auch eine gewöhnliche Masse von der Größenordnung der Elektronenmasse besäße.

Wenn wir also von einem Defektelektron in einem vorher abgeschlossenen Energieband sprechen, so können wir uns darunter einfach ein positives Elektron mit positiver Masse vorstellen. Allerdings ist diese Masse nicht ganz die eines freien Elektrons, sondern größer, und zwar desto größer, je stärker die Welligkeit des Potentialfeldes ist. Diese Auffassung gilt nicht nur bei der Beurteilung der Leitfähigkeit, sondern auch bei der Untersuchung des Einflusses eines Magnetfeldes auf die Leitfähigkeit, ferner aber auch für die Statistik und damit für die chemische Gleichgewichtslehre bei inneren Reaktionen der Defektelektronen.

Wenn wir, anstatt einem abgeschlossenen Energieband ein Elektron zu entreißen, durch negative Raumladung oder durch Einführung von elektronenabgebenden Störstellen ein zusätzliches Elektron in das ungestörte Gitter hineinbringen, so wird sich dieses Zusatzelektron nach der Besetzungsordnung nur in einem noch unbesetzten Energieband aufhalten können, und zwar, nachdem es sich mit der Wärmebewegung des Kristalls ins Gleichgewicht gesetzt hat, am unteren Rande des nächsthöheren Energiebandes. Hier hat es nun völlige, nur durch die thermischen Zusammenstöße eingeschränkte Bewegungsfreiheit und benimmt sich unter der Einwirkung eines äußeren Feldes so, wie wir es von einem freien Elektron erwarten. Allerdings wird auch im F-Band infolge der Welligkeit des Potentialfeldes die effektive Elektronenmasse größer sein als im freien Zustand, aber kleiner als die des Defektelektrons im G-Band[1]).

Die große theoretische Bedeutung der Halleffektmessungen in Halbleitern beruht nun, wie Gudden und seine Schüler gezeigt haben, darauf, daß es durch Messung der Hallkonstanten R möglich ist, in Halbleitern, die reine Überschußleitung zeigen, quantitativ die Zahl n_F der freien Elektronen (Überschußelektronen des F-Bandes) pro Volumeneinheit des Halbleitergitters zu bestimmen, und zwar nach der Formel

$$R_F = -\frac{3\pi}{8 e n_F} \qquad (1)$$

(e = elektrisches Elementarquantum, R_F = Hallkonstante der freien Elektronen). Für reine Defektleitung in einem G-Band hat Peierls im Einklang mit den eben diskutierten Analogien das Bestehen einer genau gleichen Formel, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen, nachgewiesen:

$$R_G = +\frac{3\pi}{8 e n_G}. \qquad (2)$$

Die Umkehr des Vorzeichens entspricht der Tatsache, daß die n_G Defektelektronen im Magnetfeld wie gewöhnliche Teilchen mit positiver Ladung, also entgegengesetzt wie Elektronen, abgelenkt werden.

Sind endlich beide Arten von Leitungselektronen gleichzeitig vorhanden, so entsteht nach Peierls[2]) eine Kombinationsformel:

$$R = -\frac{3\pi}{8e}\,\frac{\alpha_F^2 n_F - \alpha_G^2 n_G}{(\alpha_F n_F + \alpha_G n_G)^2} \qquad (3)$$

(α_F, α_G = Beweglichkeiten in den beiden Bändern). Man sieht aus dieser Formel z. B., daß R schon das Vorzeichen der Überschußleitung erhält, wenn noch n_F kleiner als n_G ist,

1) Es ist noch zu erwähnen, daß die scheinbaren Massen, ebenso wie die Energiegrenzen, für verschiedene Bewegungsrichtungen verschieden sein können. Empirisch treten also gewisse Richtungsmittelwerte dieser Größen in Erscheinung.

2) Erg. d. exakt. Naturw. **9**, 309, 1932. Die dort angegebene Formel ist durch ein Versehen entstellt; im Zähler muß, nach freundlicher brieflicher Mitteilung von Herrn Peierls, σ_s^2 im Nenner $(\Sigma\sigma_s)^2$ auftreten.

da ja α_F, entsprechend der kleineren scheinbaren Masse in der F-Schale, größer sein wird als α_G.

Nach den Messungen, über die Herr Dr. Waibel berichtet hat, benimmt sich nun das Kupferoxydul bei hohen Temperaturen wie ein Defektleiter, bei tiefen wie ein Überschußleiter, und zeigt zwischen 400 und 500° einen Übergangspunkt, der nach Peierls durch das Gegeneinanderwirken der Halleffekte von gleichzeitig vorhandenen Defekt- und Überschußelektronen zu deuten wäre. Dieser Befund bringt die Auflösung der bisher bestehenden Widersprüche zwischen den Ergebnissen der Guddenschen Schule bei tiefen Temperaturen und denen Wagners und Dünwalds bei hohen Temperaturen. Indem dieser Widerspruch gelöst wird, tauchen aber neue Fragen auf, die nicht ohne weiteres zu beantworten sind. Wie kommt es, daß bei hohen Temperaturen die Defektelektronen, bei tiefen die Überschußelektronen überwiegen? Wenn die Überschußelektronen durch thermische Anregung infolge eines Überganges vom G- zum F-Band im ungestörten Gitter entständen, müßte bei allen Temperaturen die Überschußleitung im Halleffekt überwiegen, da dann gleichviel Defekt- und Überschußelektronen vorhanden wären und die Überschußelektronen sich wegen ihres größeren α_F im R-Wert vorzugsweise bemerkbar machen würden. Wir stellen also im Einklang mit Gudden, Wagner und den meisten übrigen Forschern auf diesem Gebiet fest, daß die Leitungseigenschaften des Kupferoxyduls nicht als Eigenschaften des reinen Gitters zu deuten sind, sondern von irgendwelchen Störstellen beherrscht sein müssen, und es ist ja aus den bisherigen Untersuchungen auch schon bekannt, daß das Auftreten solcher Störstellen mit einem überschüssigen Sauerstoffgehalt des Cu_2O-Gitters aufs engste gekoppelt ist[1]).

Um die bei hohen Temperaturen auftretende Defektleitung zu verstehen, ist es nötig, im Sinne von R. Peierls[2]) besondere, an den chemischen Störstellen lokalisierte Elektronenniveaus anzunehmen, die höher als das G-Band liegen, aber imstande sind, mit Hilfe eines Energieaufwandes E_{GA}, der der Niveaudifferenz GA entspricht (Fig. 3b), ein Elektron aus der G-Schale aufzunehmen und für eine Weile festzuhalten. Derartige lokalisierte Energieniveaus, die zu einer Defektleitung im G-Band Veranlassung geben, bezeichnen wir als Akzeptoren A. Aus der Geringfügigkeit der Sauerstoffüberschüsse, bei denen im Gebiet von 800° C noch Defektleitung beobachtet wurde, muß man schließen, daß diese Akzeptorenniveaus, die durch ihre Zahl gegenüber der Elektronenaufnahmekapazität des F-Bandes so stark benachteiligt sind, energetisch dem F-Band gegenüber doch sehr wesentlich im Vorteil sein müssen. Es läßt sich, wie ich hier nicht im einzelnen ausführen kann, folgern, daß die Energiedifferenz AF mindestens 0,4, wahrscheinlich jedoch etwa 0,8 e-Volt beträgt. Für die Energiedifferenz GA, die aus dem Temperaturgang der n_G (d. h. der R-Werte bei hohen Temperaturen) erschlossen werden kann, ergeben sich aus den Waibelschen Messungen Werte von etwa 1,5 e-Volt. Die ganze Energiedifferenz FG erhält somit ungefähr den Wert 2,3 e-Volt, was auch annähernd der zur optischen Anregung des Cu_2O an der Absorptionskante notwendigen Energie entspricht.

Mit Hilfe der Akzeptorenstellen kann man jedoch noch nicht das Überwiegen der Überschußleitung bei tiefen Temperaturen erklären. Erst recht kann eine thermische $G \rightarrow F$-Anregung nicht bei tieferen Temperaturen hervortreten, da sie ja noch einen größeren Energieaufwand erfordert als die $G \rightarrow A$-Anregung. Man ist also gezwungen, neben den Akzeptorenstellen noch das Auftreten weiterer lokalisierter Energieniveaus im gestörten Gitter anzunehmen, die im Normalzustand mit einem Elektron besetzt sind und zwischen G und F liegen. Solche zur Elektronenabgabe fähigen Stellen bezeichnen wir als „Donatoren"; ihre Existenz ist zuerst von A. H. Wilson unter dem Eindruck der Guddenschen Störstellentheorie für Halbleiter, speziell für das Cu_2O, postuliert worden[1]).

Von diesen Donatorenniveaus muß man, wie R. Peierls brieflich hervorgehoben hat, annehmen, daß sie merklich, d. h. mindestens einige Zehntel Volt unterhalb der A-Niveaus liegen, da sie sonst ihr Elektron an die Akzeptoren abgeben würden. Für die Energiedifferenz DF, die der Anregung der Donatoren entspricht, ergeben sich so Beträge von etwa 1,1 e-Volt. Nimmt man nun bei konstantem Sauerstoffgehalt der Probe die Zahl der Donatoren fest gegeben an, so kommt man, wie die statistische Durchrechnung ergibt[2]), auf thermische Aktivierungsenergien vom Betrag

$$\frac{E_{DF} + E_{AF}}{2} \sim 1{,}0\ e\text{-Volt},$$

1) Vgl. hierzu die grundlegenden Betrachtungen von B. Gudden, Erl. Ber. **62**, 289, 1930.
2) Erg. d. exakt. Naturw. **9**, 319, 1932.

1) Proc. Roy. Soc. (A) **134**, 277, 1931.
2) Für die Behandlung der inneren Elektronen- und Störstellengleichgewichte habe ich die Verwendung der μ-Thermodynamik sehr bequem gefunden. Die in geringer Konzentration vorhandenen Überschuß- und Defektelektronen lassen sich, einschließlich des Absolutwertes ihrer chemischen Konstante, thermodynamisch wie ein ideales Elektronen- bzw. Positronengas behandeln, mit dem einzigen Unterschied, daß ihre Masse entsprechend den früheren Ausführungen etwas abzuändern ist.

während mindestens bei den sauerstoffreicheren Proben der Temperaturgang der n_p (z. B. aus den Tieftemperaturmessungen Waibels erschlossen) durch eine Aktivierungsenergie von nur etwa 0,1 bis 0,3 Volt gegeben ist. Es scheint deshalb notwendig, bei konstantem Sauerstoffgehalt ein Anwachsen der Donatorenzahl mit abnehmender Temperatur anzunehmen, ein Anwachsen, das vielleicht durch Einstellung eines inneren Gleichgewichts zwischen Akzeptoren- und Donatorenstörstellen zustande kommt. In dieselbe Richtung weist die stark überlineare Abhängigkeit der Kaltleitfähigkeit vom Sauerstoffgehalt, die von Jusé und Kurtschatow für das Gebiet von etwa 0,3 bis 0,9 Atomprozent o in Cu_2O quantitativ nachgewiesen ist[1]). Man kann also die Donatoren vielleicht durch einen Assoziationsprozeß der Störstellen entstanden denken; die Gesamtheit der bisherigen Befunde spricht sogar dafür, daß eine größere Zahl, etwa $z = 8$, atomarer Störstellen zusammentreten muß, um eine Donatorenstelle mit so hohem Energieniveau zu bilden, daß sie bei tiefer Temperatur noch merklich Elektronen an das F-Band abzugeben vermag.

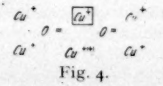


Fig. 4.

Es wird Ihnen vielleicht lieb sein, wenn ich über dieses etwas formale Schema hinaus noch eine atomphysikalische Deutung der Vorgänge zu geben versuche. Ich kann dabei ausgehen von der interessanten Feststellung von Dünwald und Wagner, wonach der Sauerstoffüberschuß im Cu_2O-Gitter in Wirklichkeit dadurch zustande kommt, daß gewisse Kupferionen im Gitter fehlen (Fig. 4). Würden jedoch nur die Cu^+-Ionen fehlen, so wäre ein Elektron zuviel im Gitter. Zur Neutralisation des Cu^+-Defektes muß also auch irgendwo ein Elektronendefekt auftreten. Man kann sich nun vorstellen, daß dieser Defekt leichter an einem der Cu^+-Fehlstelle benachbarten Cu^+-Ion auftritt als in größerer Entfernung, weil in der Nähe der Leerstelle ja auf die Elektronen der benachbarten Cu^+-Ionen eine etwas geringere Anziehung ausgeübt wird als bei Vollbesetzung des Gitters (Fig. 5). Es wird also normalerweise ein doppeltgeladenes Cu^{++}-Ion neben der Cu^+-Leerstelle auftreten. Dieses Cu^{++}-Ion betrachten wir nun als den gesuchten Elektronenakzeptor, denn dieses Ion kann, wenn der nötige Energieaufwand durch thermische Anregung geliefert wird, aus dem G-Band der Cu^+-Elektronen ein Elektron aufnehmen, sich dabei neutralisieren und einen Elektronendefekt im G-Band schaffen.

Man kann sich nun weiter vorstellen, daß die $Cu^{++}\,O^=$-Gruppen, die auf diese Weise an manchen Stellen in das Cu_2O-Gitter eingebaut sind, bei der spontanen Diffusion der Cu^+-Leerstellen, die Wagner ja nachgewiesen hat, gelegentlich zusammenkommen. Hierbei wird eine Tendenz bestehen können, innerhalb des Cu_2O-Gitters ein Stückchen eines CuO-Gitters aufzubauen. Aus der Tatsache, daß die Ausscheidung von CuO in sauerstoffübersättigtem Cu_2O vorzugsweise an der Oberfläche und vielleicht an den Korngrenzen stattfindet, kann man schließen, daß der Bildung beliebig hochmolekularer CuO-Aggregate im Innern des Cu_2O energetische Hindernisse (Aufweitung des Cu_2O-Gitters?) entgegenstehen. Es ist also nicht unwahrscheinlich, daß die Assoziation der CuO-Stellen bei irgendeinem z-atomaren Molekül stehen bleibt, das dann die energetisch tiefste Anordnung darstellen würde.

Und auch die Bildung energetisch hochliegender Donatorenniveaus läßt sich vielleicht in diesem Bilde verstehen[1]). Wir werden wieder die Wirkung der eingebauten CuO-Gruppe auf benachbarte, in ihrem Elektronenbestand noch nicht angegriffene Cu^+-Ionen ins Auge fassen. Konnten wir die Wirkung des Fehlens eines Cu^+-Ions im Gitter als Wirkung eines an dieser Stelle auftretenden negativen Pols auffassen, so wirken nach der Bildung eines Cu^{++}-Ions neben der Cu^+-Leerstelle beide Stellen zusammen auf die Umgebung wie ein einwertiger Dipol. Die geeignet gelegenen benachbarten Cu^+-Ionen können nun zwar dadurch in ihrem obersten $3d$-Niveau etwas über das G-Band gehoben und damit zu Donatoren gemacht werden, aber das Energieniveau dieser Donatoren liegt wohl so nahe dem G-Band, daß keine thermische Donatorenanregung möglich ist. Gruppiert sich aber eine größere Zahl solcher Dipole durch Bildung der erwähnten z-atomaren $Cu^{++}\,O^=$-Gruppen im Gitter in geordneter Weise, so kann durch günstig geordnete Häufung solcher Dipoleinwirkungen sehr wohl eine stärkere Hebung des Energieniveaus an einer benachbarten (mit den $3d$-Elektronen noch voll besetzten) Cu^+-Stelle

Fig. 5.

1) Sow. Phys. **2**, 453, 1932.

1) Dieser Abschnitt ist nachträglich (23. September 1933) eingefügt.

vorkommen, und es ist so vielleicht plausibel, daß erst eine stärkere Assoziation der $Cu^{++}O^{--}$-Stellen die benötigten energetisch hochliegenden Donatorenstellen schafft. Übrigens wäre neben der Hebung weiterer G-Niveaus auch eine lokale Senkung von F-Niveaus durch geordnete Häufung negativer Ladungswirkungen bei der Donatorenbildung ins Auge zu fassen.

Indem ich noch der Hoffnung Ausdruck geben möchte, daß durch den notwendig hypothetischen Charakter dieser Deutungsversuche die sicheren Ergebnisse der Waibelschen Messungen nicht in Mitleidenschaft gezogen werden, möchte ich schließen. Ich darf nur noch darauf hinweisen, daß das Resultat dieser Versuche, die ursprünglich zur Klärung der Sperrschichtwirkung unternommen wurden, für eine Defektleitungstheorie der Sperrschicht[1]) wertvolle Hinweise gibt und auch auf dem Gebiet der erzwungenen Sperrschichtphotoströme eine gewisse Klärung verspricht. Was die theoretische Diskussion betrifft, so wird es vielleicht von Interesse sein, einen Teil davon auf die Vorgänge in Alkalihalogeniden zu übertragen, wo die chemischen Störungen nicht durch einen relativen Überschuß des negativen, sondern des positiven Gitterpartners hervorgerufen scheinen[2]).

Diskussion.

Herr Wilfried Meyer (Berlin): Ist nicht bei den Messungen im Gebiet der hohen Temperaturen eine Veränderung in der Zusammensetzung der benutzten Kupferoxydulproben anzunehmen?

Herr Schottky: Mit einer solchen Veränderlichkeit ist in dem Temperaturgebiet oberhalb 500° durchaus zu rechnen. Wir haben uns bemüht, sie möglichst gering zu halten, indem wir die verschiedenen Oxydulproben in einer Atmosphäre erhitzten, die mit dem Sauerstoffgehalt der Probe gerade bei hohen Temperaturen im Gleichgewicht ist, also Vakuum bei den evakuierten Proben, geringer Sauerstoffdruck bei den „normalen". Die Brauchbarkeit dieser Methode hat sich dadurch bestätigt, daß wir bei Wiederholung einer Meßreihe an evakuiertem Material wieder zu denselben Kaltleitfähigkeiten kamen wie am Anfang. Daß überhaupt Defektleitung auftritt, ist natürlich eine Feststellung, die von etwaigen Veränderungen des Sauerstoffgehaltes unabhängig ist.

Herr Suhrmann (Breslau): Bei Versuchen über die Elektronenbeugung an Bleisulfid haben wir beobachtet, daß unter der Wirkung eines Elektronenbombardements die Gitterstruktur der Oberfläche zu verschwinden scheint, um sich erst nach zirka zwei Stunden wieder einzustellen. Könnte vielleicht der amorphe Charakter einer Oberflächenschicht als Vorbedingung für die Sperrwirkung, besonders bei Cu_2O-Vorderwandzellen, angesehen werden?

Herr Waibel: Die Fertigstellung und Untersuchung von Vorderwandzellen erfolgt häufig erst mehrere Monate nach der Herstellung der Sperrschicht durch Ionen- oder Elektronenbombardement. Es kann sich also kaum um ein zeitlich schnell veränderliches Gebilde handeln.

Herr Gudden: Ich habe Bedenken dagegen, die beobachtete thermische Ablösungsarbeit der Elektronen im Tieftemperaturgebiet als Differenz einer Elektronenablösungsarbeit und einer chemischen Assoziationsarbeit anzusehen. Es scheinen mir zwischen der thermischen Ablösungsarbeit und dem von den Verunreinigungen herrührenden optischen Absorptionsband bei etwa 0,7 Volt doch zu enge Beziehungen zu bestehen[1]).

1) Diese Zeitschr. **30**, 839 (Schlußabschnitt) 1929.

2) Die Polwirkung kann dann nur zu einer lokalen Erniedrigung der Elektronenniveaus des G-Bandes (des Cl^-) führen und deshalb keine Akzeptorenstelle bilden; dagegen wird das kompensierende Elektron, das sich an ein Na^+ im s-Zustande anlagern wird, ein energetisch hochliegendes Donatorenniveau darstellen (23. September 1933).

1) Anmerkung des Vortragenden (25. September 1933): Es ist vielleicht zu hoffen, daß der von Herrn Gudden und seinen Mitarbeitern aufgedeckte Zusammenhang zwischen der thermischen Ablösungsarbeit der Elektronen bei tieferen Temperaturen und dem Spektralgang der inneren lichtelektrischen Ausbeute mit der Assoziationsvorstellung in Einklang gebracht werden kann. Es ist denkbar, daß sich die Erlanger Messungen, wenigstens bis etwa + 50° C, auf konstanten (gehemmten) inneren Assoziationszustand beziehen; auch das Auftreten der dann zu fordernden hohen Donatorenniveaus scheint mir jedoch mit einer gewissen Notwendigkeit auf eine gegenseitige Beeinflussung (Assoziation) der elementaren CuO-Störstellen hinzudeuten.

Franz Rother und Hans Bomke (Berlin), Neue Fortschritte auf dem Gebiet der Sperrschichtphotozellen.

(Auf Grund einer kritischen Untersuchung der bei der thermischen Oxydation von Kupfer auftretenden Erscheinungen wird gezeigt, daß es möglich ist, durch willkürlichen Zusatz eines Fremdmetalles die Eigenschaften des so gebildeten Kupferoxyduls zu beeinflussen. Derartig behandeltes Cu_2O erweist sich als besonders geeignet zur Herstellung von Sperrschichtphotozellen und Sperrschichtgleichrichterzellen höchster Leistungsfähigkeit. An Hand von Reaktionsschemen wird der Bildungsprozeß des Kupferoxyduls unter neuartigen chemischen und physikalischen Bedingungen diskutiert, auch im Hinblick auf die Eigenschaften der neuen Sperrschichtzellen.)

In einer früheren Mitteilung (1) wurde die thermische Bildung von Kupferoxydul aus Kupfer untersucht und auf die dabei auftretenden Diffusionserscheinungen im Zusammenhang mit einer Tammannschen Reaktion im festen Zustande hingewiesen. Aus diesen Betrachtungen ergab sich eine zwanglose Erklärung für das Zustandekommen einer Sperrschicht. Die ebenfalls dort durchgeführten Untersuchungen über die Abhängigkeit der Leitfähigkeit des Kupferoxyduls von überschüssigem Sauerstoff und Kupfer sind neuerdings hinsichtlich ihrer Ergebnisse von M. LeBlanc, H. Sachse und H. Schoepel (2) auf Grund völlig anderer Überlegungen bestätigt worden.

Die damals festgestellten Diffusionserscheinungen traten (als Tammannsche Reaktion im festen Zustand) nicht nur auf, wenn an der Grenze Cu/Cu_2O bereits eine flüssige Phase vorhanden war, sondern auch bereits weit unterhalb des Schmelzpunktes der am niedrigsten schmelzenden Komponente.

Zur Klärung dieser Vorgänge waren eine Reihe von Versuchen über die Bildung von Kupferoxydul bei verschiedensten Temperaturen angestellt worden. Versuche von sehr langer Zeitdauer ließen dabei erkennen, daß die Wachstumsgeschwindigkeit des Kupferoxyduls zeitlich abnimmt. Bei niedriger Temperatur und über einen sehr kleinen Versuchsbereich war diese Erscheinung schon früher durch G. Tammann (3) festgestellt worden. Die Kurve in Fig. 1 zeigt die zunehmende Schichtdicke von Cu_2O in Abhängigkeit von der Behandlungsdauer bei einer Temperatur von 1050 C. Aus dem Verlauf der Kurve lassen sich nun weitere Schlüsse ziehen. Offensichtlich wird das Kupfer durch den sich zuerst bildenden Oxydul- und Oxydüberzug vor dem weiteren direkten Angriff des Luftsauerstoffes geschützt. Die weitere Oxydation des Kupfers könnte nach Tammann (4) so vor sich gehen, daß dann Kupfer durch Diffusion im festen Zustand durch die schon gebildete oxydierte Schicht an die Oberfläche gelangt und dort vom Luftsauerstoff oxydiert wird. Nach den Ergebnissen unserer früheren Untersuchung (1)

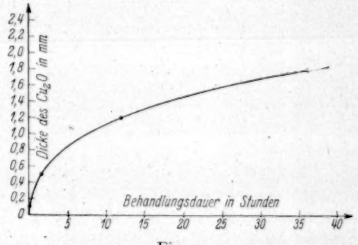


Fig. 1.

findet tatsächlich eine solche Diffusion von Kupfer in das Oxydul während des Bildungsvorgangs desselben statt. Es zeigte sich aber, daß diese Diffusionszone sehr eng begrenzt und schmal ist, so daß durch diesen Vorgang eine befriedigende Erklärung des Wachstumsprozesses von Kupferoxydul auf metallischer Kupferunterlage nicht gegeben wird. Es scheint vielmehr, daß bei den hohen Arbeitstemperaturen der Luftsauerstoff durch das bereits gebildete Oxydul hindurchdringend die Oxydation des Kupfers unter dem bereits an der Oberfläche gebildeten Oxydul weiterführt.

Überträgt man diese Vorstellungen auf die Herstellung von Kupferoxydul-Sperrschichtzellen, so ergeben sich dadurch neue Wege zur Leistungssteigerung derselben.

Betrachtet man zunächst die Wirkungsweise von Sperrschichtphotozellen und sieht man von der Beeinflussung der Leistung einer solchen Zelle durch Veränderung des äußeren Widerstandes ab, so hängt die Leistung einer solchen Photozelle von folgenden Faktoren ab:

a) von der Güte der unipolaren Leitung der Sperrschicht,
b) von der Größe des inneren lichtelektrischen Effektes des Cu_2O,
c) von dem richtungsunabhängigen Eigenwiderstand des Kupferoxyduls.

Naturgemäß gelten für die Sperrschichtgleichrichterzellen lediglich die Bedingungen unter a) und c). Daraus ergibt sich, daß alle Betrachtungen über die Faktoren a) und c) für Sperrschicht-, Photo- und Gleichrichterzellen einheitlich durchgeführt werden können.

Es hat nun nicht an Versuchen gefehlt, die Leistung der Kupferoxydul-Sperrschichtzellen zu verbessern. Die in der Literatur beschriebenen Maßnahmen liefen alle darauf hinaus, den richtungsunabhängigen Eigenwiderstand des Oxyduls zu vermindern. Auf die Einzelheiten dieser zahlreichen Versuche soll hier nicht eingegangen werden. In der Hauptsache wurde versucht, die Oxydulschicht an sich sehr dünn herzustellen, was zunächst mit einer kurzen Behandlungsdauer der Kupferplatte im Ofen gleichbedeutend ist. Da je nach der Behandlungsdauer die Diffusionsvorgänge verschiedenartig verlaufen, ist es aber nicht das gleiche, ob man von vornherein eine dünne Schicht erzeugt oder eine durch lange Behandlungsdauer gewonnene dicke Schicht auf mechanischem Wege dünner macht. Auch chemische Methoden werden zu diesem Zwecke benutzt. Bei den gleich sehr dünn hergestellten Oxydulschichten ist aber eine untere Grenze dadurch gegeben, daß zwischen Mutterkupfer und Gegenelektrode Kurzschlüsse auftreten, welche durch die Oxydulschicht durchbrechende Kupferbrücken bedingt sind. Es scheint jedoch der Oberflächenzustand des Ausgangskupfers für diese Erscheinung von grundlegender Bedeutung zu sein. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes gelingt es jedoch ohne weiteres, Kupferoxydul-Photozellen von einer Größe von 12×12 cm und darüber mit sehr dünner Oxydulschicht herzustellen. Trotz aller Sorgfalt kommt jedoch eine praktische Grenze für die Dicke der Oxydulschicht. Dadurch ist auch dem Verfahren der Leistungssteigerung durch Herabsetzung des Eigenwiderstandes der Oxydulschicht durch Verminderung ihrer Schichtdicke ein Ziel gesetzt.

Es ist weiter bekannt, daß der Eigenwiderstand des Kupferoxyduls auch durch nachträgliche Temperung der fertigen Oxydulschichten herabgemindert werden kann. Nach den neuesten Untersuchungen von E. Engelhardt (5) wird durch die Temperung die Zahl der die elektronische Leitfähigkeit des Kupferoxyduls bedingenden Elektronenemissionszentren erhöht und damit die Leitfähigkeit gesteigert. Diese Elektronenemissionszentren dürften identisch sein mit den von uns bereits diskutierten, von B. Gudden (6) in dieses Gebiet eingeführten Smekalschen Lockerstellen (1). Die Temperung bewirkt aber noch durch einen zweiten Umstand die Verminderung des Eigenwiderstandes (c), indem die dadurch bedingte bekannte Kornvergrößerung der Kristallite eine wesentliche Verminderung der Übergangswiderstände zwischen denselben herbeiführt.

Eine weitere Verbesserung von Kupferoxydul-Sperrschichtzellen soll dadurch herbeigeführt werden können, daß der Bildungsprozeß des Cu_2O in einer Wasserdampfatmosphäre verläuft. Abgesehen davon, daß durch dieses Verfahren die immer gleichzeitig vorhandene Bildung von Kupferoxyd — das an der Oberfläche der Zellen normalerweise erst durch Zyankali entfernt werden muß — eingeschränkt werden kann, kann über einen möglichen Einfluß auf die Leitfähigkeit der so gebildeten Oxydulschichten nichts ausgesagt werden, da Messungen in der Literatur nicht bekanntgeworden sind.

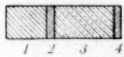


Fig. 2.

1 = Metallisches Kupfer. 2 = Diffusionszone.
3 = Kupferoxydulschicht. 4 = Kupferoxydschicht.

In Fig. 2 ist nochmals schematisch der Vorgang der Oxydulbildung aus dem Mutterkupfer, wie er sich nach unseren früheren Untersuchungen abspielt, dargestellt (1). Man erkennt eine Zone 2 zwischen dem Mutterkupfer und dem normalen Oxydul 3, in die durch Diffusion metallisches Kupfer in das Oxydul eingedrungen ist. Da dieser Metalldiffusion eine Bedeutung für Aufbau und Wirkungsweise der Zelle zukommt, war es von Interesse zu versuchen, ob nicht auch Fremdmetalle in diese Zone eingeführt werden könnten. Zu diesem Zwecke liegt es nahe, von Kupferlegierungen auszugehen. Es zeigte sich jedoch sehr bald, daß hier völlig unkontrollierbare Vorgänge auftraten.

Die Diffusionsvorgänge im festen Zustand wiesen jedoch einen anderen Weg. Überzieht man die Mutterkupferplatten mit einer sehr dünnen Fremdmetallschicht durch Kathodenzerstäubung oder auf elektrolytischem Wege, so bildet sich nach Einbringung der so vorbehandelten Platte in den Ofen auch bei Metallüberzügen, deren Schmelzpunkt noch wesentlich über dem des Kupfers liegt, durch Reaktion im festen Zustand eine Legierung aus dem Kupfer und dem Fremdmetall, auf der das Kupferoxydul sich bildet.

Dieser Vorgang soll im Falle einer sehr dünnen Überzugsschicht aus Gold weiter erörtert werden. Im Gegensatz zum normalen Bildungsprozeß von Kupferoxydul aus reinem Mutterkupfer spielt sich hier der Vorgang, wie in Fig. 3 dargestellt, ab. Nach Einbringen der mit einer Goldschicht versehenen Mutterkupferplatte in den Ofen bildet sich zunächst eine Legierungszone 5. Über und aus dieser Legierung 5 bildet sich dann, analog dem Vorgang bei normalen Kupferplatten, die Kupferoxydulschicht 3, wobei aber auch hier eine Diffusionszone 2 auftritt, in die überschüssiges Metall aus der Legierungszone 5 eindringt. Der Vorgang spielt

sich so ab, daß in dem Maße wie aus der Legierungszone Kupfer durch Oxydation entfernt wird, aus dem Mutterkupfer 1 neues Metall durch Diffusion an die gegen 3 gerichtete Oberfläche der Legierung nachdringt. 4 stellt die an der Oberfläche derartig hergestellter Zellen zunächst immer vorhandene Oxydschicht dar. (In dem speziellen Falle des zum Überzug benutzten Goldes wird, wie bereits Tammann(7) für Kupfer-Goldlegierungen angibt, nur Kupferoxydul-

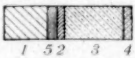


Fig. 3.

1 = Metallisches Kupfer. 5 = Legierungszone.
2 = Diffusionszone. 3 = Kupferoxydulschicht.
4 = Kupferoxydschicht.

oxyd gebildet; eine Bildung von Goldoxyd hat nicht statt.

Über die über dem Mutterkupfer 1 (Fig. 3) befindliche Kupfer-Goldlegierung 5 kann hinsichtlich ihrer Zusammensetzung noch nichts Näheres angegeben werden. Es ist jedoch bekannt, daß bis zu einem Goldgehalt von 0,24 Mol bei genügender Erhitzung an atmosphärischer Luft noch eine Kupferoxydulbildung eintritt (8). Es ist aber mit großer Bestimmtheit anzunehmen, daß die über dem Mutterkupfer 1 befindliche Kupfer/Goldlegierung 5 bzw. ganz allgemein die entsprechende Kupfer/Fremdmetalllegierung keine homogene Zusammensetzung aufweist. Entsprechend der Behandlungszeit, der Behandlungstemperatur und nach dem besonderen Verhalten des jeweiligen Fremdmetalls zum Kupfer wird man in der Zone 5 verschiedene Konzentrationen annehmen müssen. Abgesehen davon wird die Konzentration einer solchen Legierung auf der dem Mutterkupfer 1 zugewandten Seite naturgemäß stets größer sein als auf der Oxydationsseite.

Es war nicht ohne weiteres anzunehmen, daß zwischen so dünnen Fremdmetallschichten, wie sie hier durch Kathodenzerstäubung erzeugt wurden, und dem Mutterkupfer eine Reaktion im festen Zustande in jedem Falle statthaben würde. Sieht man von den Metallen, deren Schmelzpunkt unter dem des Kupfers liegt, ab, so ergibt sich auch für Metalle, deren Schmelzpunkt in der Nähe der in der Praxis angewandten Bildungstemperatur des Kupferoxyduls liegt, folgende Möglichkeit.

Die für die ersten Versuche benutzten Goldschichten, die durch Kathodenzerstäubung auf die Oberfläche des Mutterkupfers aufgebracht waren, waren so dünn, daß auch mit einer Verdampfung dieser Goldschicht vor der Bildung des Kupferoxyduls gerechnet werden konnte.

Der Schmelzpunkt des Goldes liegt bei 1063° C, der Siedepunkt des kompakten Metalls bei 2500° C. Nach den Untersuchungen von Swami(9) erschien es aber trotzdem nicht unmöglich, daß eine sehr dünne Goldschicht bereits bei wesentlich niedrigerer Temperatur verdampft. Derartig dünne Metallschichten verlieren nämlich beim Schmelzen infolge der sehr erheblichen Oberflächenkräfte oft ihren Zusammenhang und lösen sich dabei in viele kleine Tröpfchen auf. Nach der bekannten Thomsonschen Formel für die Dampfdruckerhöhung an kleinen Tröpfchen (10) wäre aber ein Verdampfen des Goldes bei den hier in Frage kommenden Temperaturen durchaus möglich.

Ein analoger Effekt war, wie bereits oben angedeutet, erst recht bei niedriger schmelzenden Metallen zu erwarten, dagegen nicht bei solchen, deren Schmelzpunkt wesentlich über dem des Kupfers liegt.

Es wurden Versuche angestellt mit Überzügen von Silber, Zinn, Gold, Platin, Rhodium, Palladium, Chrom und Nickel. Über allen diesen Fremdmetallschichten bildete sich in gleicher Weise das Kupferoxydul. Diese Tatsache spricht aber bereits gegen eine Swami-Thomsonsche Verdampfungserscheinung, da diese wohl bei Metallen mit einem ähnlichen oder niedrigeren Schmelzpunkt wie dem der Kupferunterlage hätte auftreten können, sich aber bei den hochschmelzenden Metallen ein Unterschied in der Oxydulbildung hätte zeigen müssen.

Zur endgültigen Klärung dieser Fragen wurden an einer Reihe von Kupferoxydulzellen, deren Mutterkupfer vor dem Einbringen in den Ofen mit den oben erwähnten Metallen überzogen war, in einer bereits früher beschriebenen Weise (1) die entstandenen Kupferoxydulschichten abgelöst. Bei der metallographischen Untersuchung der verbleibenden Kupferunterlagen zeigte sich, daß das vorher aufgebrachte Fremdmetall noch vorhanden war. Diese Fremdmetallzwischenschicht war völlig kohärent und gleichmäßig und zeigte auch für das bloße Auge noch die Farbe und das Aussehen des ursprünglich aufgebrachten Fremdmetalls. Dies erscheint auch vollkommen verständlich, da die Fremdmetallzwischenschicht, die infolge der Kupferdiffusion an sich eine Legierung aus Fremdmetall und Kupfer sein muß, auf der der Kupferoxydulschicht zugewandten Oberfläche kupferärmer sein muß als an der Berührungsgrenze mit dem Kupfer zwischen 1 und 5 in der Fig. 3. Damit ist der Beweis erbracht, daß die an sich für Einzelfälle mögliche Tropfenbildung und Verdampfung nicht statthat, daß vielmehr die Bildung der Kupferoxydulschicht auf einer kohärenten Fremdmetallschicht und aus dieser

heraus erfolgt, so, daß diskrete Kupferteilchen durch diese kohärente Schicht diffundieren und an der Oberfläche der Fremdmetallschicht mit dem Luftsauerstoff in Berührung kommen.

Derartige Kupferoxydulschichten, die sich in der beschriebenen Weise auf einer Fremdmetallunterlage gebildet haben, zeigen gegenüber dem unmittelbar auf Kupfer aufgewachsenen Cu_2O eine veränderte Färbung. Je nach der Farbe der Fremdmetallschicht wird diese Farbenänderung des Cu_2O mehr oder minder stark erscheinen. Bei Metallen wie Chrom, Palladium, Nickel kann sie bis ins Blauschwarze gehen, während bei Gold oder Silber nur eine geringe Farbnuancierung des Cu_2O eintritt. Je nach Behandlungsdauer und Temperatur wird diese Farbänderung der Kupferoxydulzellen, die natürlich erst nach entferntem Oxyd sichtbar wird, ganz verschieden stark auftreten.

Aus dem vorstehend Gesagten ergibt sich folgende Vorstellung über den Bildungsprozeß der Kupferoxydulzellen mit Fremdmetallzwischenschicht.

Bringt man die mit einer dünnen Fremdmetallauflageschicht versehene Mutterkupferplatte in den Ofen, so entsteht zunächst die Legierungszone 5 in Fig. 3. Über dieser bildet sich dann das Cu_2O, nachdem die ersten durch die Fremdmetallschicht hindurch diffundierten Kupferatome an der Oberfläche dieser Schicht angelangt und mit dem Luftsauerstoff in Berührung gekommen sind.

Es gibt nun aber auch Metalle, durch welche bei hoher Temperatur der Luftsauerstoff diffundiert oder in denen er löslich ist. Benutzt man solche Metalle als Fremdmetallauflageschichten, so wird der Bildungsvorgang des Cu_2O in veränderter Weise so verlaufen, daß nunmehr der Oxydationsvorgang nicht mehr an der Oberfläche der Schicht 5 (Fig. 3) einsetzt und verläuft, sondern bereits im Innern bzw. unter der Oberfläche dieser Schicht. Je nach dem Überwiegen der Diffusionsgeschwindigkeit des nach außen dringenden Kupfers oder des nach dem Metallinnern vordringenden Luftsauerstoffs wird diese Reaktionszone in einer größeren oder geringeren Tiefe in der Schicht 5 liegen. Diffundiert der Luftsauerstoff sehr viel schneller durch die Fremdmetallschicht in die Tiefe, als das Kupfer nach außen, so kann sogar der Fall eintreten, daß der Oxydationsvorgang des Kupfers nicht mehr in der Schicht 5, sondern bereits an der Berührungsstelle dieser Schicht mit dem Mutterkupfer 1 einsetzt. Damit ist die Möglichkeit gegeben, Kupferoxydulzellen herzustellen, bei denen die Cu_2O-Schicht zwischen dem Mutterkupfer 1 und der Fremdmetallschicht liegt.

Es zeigte sich, daß dieser Fall unter Benutzung von Silber als Auflageschicht realisiert werden konnte. Ist diese Fremdmetallschicht auf dem Kupfer sehr dünn, so kann, wie oben dargetan, die Cu_2O-Schicht auch über der Silberschicht unter besonderen Arbeitsbedingungen hergestellt werden. Wählt man jedoch die Silberauflageschicht dicker, etwa von der Größenordnung mehrerer hundertstel mm, so gelingt es, lediglich durch Erhitzen einer mit einer solchen Silberschicht überzogenen Kupferplatte im Ofen, also in einem einzigen Arbeitsgang, eine Kupferoxydul-Sperrschichtzelle mit einer bereits auf ihrer Oberfläche befindlichen Ableiteschicht aus metallischem Silber zu erzeugen.

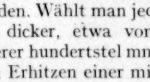


Fig. 4.

1 = Metallische Kupfer. 5 = Legierungszone.
2 = Diffusionszone. 3 = Kupferoxydulschicht.
7 = Diffusionszone. 6 = Metallisches Silber.

In Fig. 4 ist eine solche Zelle schematisch dargestellt. 1 ist das Mutterkupfer, auf dem ursprünglich die Silberschicht 6 aufgebracht war. Diese Silberschicht 6 liegt nun nach Fertigstellung der Zelle ganz oben, in der Fig. 4 entsprechend rechts. Durch die Temperaturbehandlung im Ofen haben sich, wie auch in Fig. 3, zunächst eine Legierungszone 5 und eine Diffusionszone 2 gebildet. Über letzterer befindet sich die Kupferoxydulschicht 3, zwischen der und der metallischen Silberdeckschicht 6 sich noch eine weitere Diffusionszone 7 gebildet hat. Diese ist durch geringfügiges Eindringen von Silber in das Kupferoxydul entstanden.

Im Gegensatz zu der in Fig. 3 dargestellten Zelle mit sehr dünner Fremdmetallauflageschicht bildet sich also hier die Kupferoxydulschicht zwischen dem Kupfer und der dicken Fremdmetallauflage aus. Dies ist jedoch nur möglich, wenn als Auflegemetalle, wie schon erwähnt, stark sauerstofflösende Metalle Verwendung finden. Andernfalls würde nur der Bildungsprozeß des Cu_2O entsprechend länger dauern, weil eben das Mutterkupfer einen längeren Diffusionsweg zurückzulegen hat, um auf die Oberfläche und somit in Kontakt mit dem Luftsauerstoff zu kommen.

Bei sauerstofflösenden dicken Fremdmetallauflageschichten, wie beim Silber, wird zunächst auch eine Diffusion des Mutterkupfers in die dicke Silberschicht statthaben. Da aber die ersten diffundierten Kupferatome sofort im Silberinnern gelösten Sauerstoff vorfinden, so bilden sich zunächst dieselben Zonen 5 und 2

wie in Fig. 3. Gleichzeitig wird aber der Teil der Silberschicht, in den noch kein Kupfer vorgedrungen ist, von dem sich darunter bildenden Kupferoxydul abgehoben, so daß der in Fig. 4 dargestellte Endzustand resultiert.

Die sauerstofflösende Eigenschaft des geschmolzenen Silbers ist in der metallurgischen Technik allgemein bekannt. Die gegenüber dem vordringenden Kupfer große Diffusionsgeschwindigkeit des Sauerstoffs im geschmolzenen Silber, welche die Voraussetzung für die Herstellung der beschriebenen Zelle ist, ist offenbar nur dadurch zu erklären, daß der Sauerstoff im flüssigen Silber in atomarer Form in Lösung geht analog der Lösung von Wasserstoff in Palladium.

Diese Darlegungen fanden ihre Stütze in weiteren Versuchen. Es wurden Kupferplatten mit zwei Fremdmetallschichten übereinander so überzogen, daß beispielsweise auf das Kupfer eine Silberschicht und darüber eine Goldschicht aufgebracht war. In diesem Falle bildete sich die Kupferoxydulschicht auf der Goldoberfläche, d. h. unter dieser Schicht befand sich bei der fertigen Zelle eine Kupfer/Silber/Goldlegierung.

Vertauschte man aber die Reihenfolge der Auflagemetalle, so daß die Silberschicht über der auf dem Kupfer befindlichen Goldschicht liegt, so bildete sich analog der Darstellung in Fig. 4 das Kupferoxydul unter dem Silber aber über der auf der Kupferunterlage entstandenen Kupfer/Goldlegierung.

Es besteht zwar die prinzipielle Möglichkeit, durch entsprechendes Abpassen der Schichtdicken bei Beginn der Zellenherstellung und durch zweckmäßige Dosierung der Behandlungszeitdauer, die in einem Arbeitsgang mit zu erzeugende Ableiteelektrode 6 z. B. aus Silber so dünn zu halten, daß die Zelle als Photoelement Verwendung finden kann. Im allgemeinen wird man aber bei diesem Verfahren die Ableiteschicht dicker halten und die Zelle für Gleichrichterzwecke verwenden.

Nachstehend sind nun vergleichende photoelektrische Messungen in Fig. 5 wiedergegeben, die sich auf Zellen mit einer sehr dünnen Fremdmetallschicht, entsprechend Fig. 3, und mit einer üblichen, kathodisch niedergeschlagenen Ableiteelektrode beziehen.

Die Versuche sind so ausgeführt, daß die Zellen mit einer photometrierten Lichtquelle von 562 *Lx* beleuchtet wurden. Der äußere Widerstand konnte verändert werden, so daß die Kurven die Abhängigkeit des Photostroms vom Widerstand im äußeren Stromkreis darstellen.

Zelle 1 besitzt eine sehr dünne Goldzwischenschicht nach Fig. 3, während bei Zelle 2 eine Platinzwischenschicht Verwendung gefunden hat. Zelle 3 ist eine gewöhnliche Kupferoxydulzelle, bei der jedoch besondere Sorgfalt auf die Temperung gelegt wurde. 4 endlich repräsentiert eine der besten Zellen des Handels. Die Schichtdicken der Zellen 1, 2 und 3 sind gleich, ebenso sind die Messungen auf gleiche Ober-

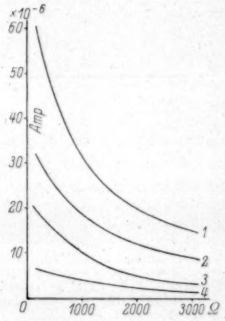


Fig. 5.

flächen bezogen. Wie aus den Kurven in Fig. 5 ersichtlich, beträgt die Empfindlichkeitssteigerung durch das neue Herstellungsverfahren gegenüber den besten Kupferoxydulzellen des Handels bisher etwa das Zehnfache. Vergleicht man dagegen die Leistungen der neuen Zellen mit den bisher bekannten dieser Art, so ergibt sich annähernd der hundertfache Betrag.

Unter Bezugnahme auf die eingangs erwähnten drei Faktoren, welche die Empfindlichkeit einer Photo-Sperrschichtzelle bedingen, kann nun im Zusammenhang mit Fig. 5, die neuen Zellen betreffend, folgendes gesagt werden.

Die Empfindlichkeitssteigerung bei den Zwischenschichtzellen wird in erster Linie bewirkt durch eine Erhöhung der Leitfähigkeit (c) des nach dem neuen Verfahren hergestellten Cu_2O. Dieses ergab sich auch aus direkten Widerstandsmessungen. Die Tatsache der Erhöhung der Leerlaufspannung bei den neuen Zellen und die Erscheinung der Verfärbung des gebildeten Kupferoxyduls weisen aber auch darauf hin, daß auch der innere lichtelektrische Effekt (b) dieses so gebildeten Kupferoxyduls gegenüber dem normalen erhöht ist. Die eingeleiteten Spektraluntersuchungen sollen über diese und andere Punkte noch weiteren Aufschluß geben.

Erwähnt sei noch, daß durch geeignete Wahl der metallischen Zwischen- bzw. Auflageschicht der Temperaturkoeffizient der neuen Zellen verkleinert werden kann. Neben der Leistungssteigerung erscheint bei den neuen Zellen gerade dieser Punkt als bedeutsam.

Literaturverzeichnis.

1) Rother u. Bomke, Zeitschr. f. Phys. **81**, 771, 1933.
2) M. Le Blanc, H. Sachse und H. Schoepel, Ann. d. Phys. **17**, 334, 1933.
3) G. Tammann, Mischkristallreihen und ihre Atomverteilung, Verlag L. Voss, Leipzig 1919, S. 61.
4) G. Tammann, dasselbe, S. 60.
5) E. Engelhardt, Ann. d. Phys. **17**, 501, 1933.
6) B. Gudden, Physik. Zeitschr. **32**, 75, 825, 1931.
7) G. Tammann, Mischkristallreihen und ihre Atomverteilung, S. 81.
8) G. Tammann, dasselbe, S. 80.
9) S. R. Swamy, Proc. Roy. Soc. (A) **131**, 307, 1931.
10) W. Thomson, Proc. Roy. Soc. (A) **17**, 63, 1869.

Für die liebenswürdige Gewährung der Arbeitsmöglichkeiten sind wir Herrn Prof. Dr. Friedrich zu großem Danke verpflichtet.

Berlin, Institut für Strahlenforschung der Universität, im September 1933.

Diskussion.

Herr Schottky (Berlin): Die vorgetragenen Ergebnisse scheinen mir um so bemerkenswerter, als das Verhalten von Oxydschichten auf oberflächlich mit einer fremden Metallhaut überzogenen oder legierten Metallen auch in anderer Beziehung von Interesse sein wird. Was die Angaben des Herrn Vortragenden über die photoelektrische Ausbeute der von ihm untersuchten Sperrschichtzellen betrifft, so möchte ich darauf hinweisen, daß bei den früher von Herrn Dr. Waibel untersuchten Vorderwandzellen (Phys. Zeitschr. **32**, 841, 1931) im günstigsten Spektralgebiet des Cu_2O (etwa 500 mμ) schon Quantenausbeuten von 25 bis beinahe 50 Proz., bezogen auf die durch die Metallhaut in das Cu_2O eindringende Strahlung, gemessen worden sind. Über diesen Betrag wird man wohl kaum wesentlich hinauskommen; man kann höchstens noch die Absorption in der Metallhaut, die eine Lichtschwächung auf etwa ein Drittel hervorruft, etwas verkleinern oder die Breite des empfindlichen Spektralgebietes vergrößern.

Herr Bomke (Berlin): Zu den interessanten Mitteilungen des Herrn Schottky darf ich bemerken, daß außer der von uns ebenfalls beobachteten hohen Quantenausbeute der neuen Fremdmetall-Zwischenschichtzellen auch noch andere Faktoren für deren hohe Leistung maßgebend waren. In erster Linie kommt dabei gegenüber normalen Sperrschicht-Photozellen der sehr geringe Widerstand hinzu. Ferner ist auch die Breite des hochempfindlichen Spektralbereiches gegenüber anderen Zellen wesentlich ausgedehnt. Erst alle diese Faktoren zusammen bewirken die erwähnte, die Leistung anderer Zellen weit übertreffende Empfindlichkeit der neuen Zellen.

A. Gehrts, (Berlin), Der Stromübergang im Quecksilberlichtbogen (Niederspannungsbogen)[1]. (Mitteilung aus dem Reichspostzentralamt).

Die Angaben über den Anteil der positiven Ionen am Stromübergang im Quecksilberlichtbogen schwanken innerhalb sehr weiter Grenzen: Mason[2]) nimmt an, daß positive Ionenströme und Elektronenströme von gleicher Größenordnung (10^3 A/cm²) fließen, Mackeown[3]) schätzt den Anteil α der positiven Ionen auf etwa 5 Proz., Lübcke[4]) gibt einen Wert $\alpha = 0{,}25$ Proz. an. K. T. Compton[5]) vermag auf Grund von Energieumsatzmessungen an der Kathode nur anzugeben, daß der Anteil der positiven Ionen am Stromübergang zwischen etwa 2 und 20 Proz. liegen muß. Es ist offenbar schwierig, durch unmittelbare Messungen (Energieumsatzmessungen an der Kathode) genauere Werte zu erhalten. Wohl aber können wir aus Messungen des Kathodenfalles im Quecksilberlichtbogen bestimmtere Werte des Anteiles der positiven Ionen am Stromübergang erschließen, wenn wir den Quecksilberlichtbogen als Niederspannungsbogen besonders hoher Stromdichte auffassen, wie die folgenden Überlegungen zeigen.

1. Begriffsbestimmung des Niederspannungsbogens. Unter Niederspannungsbogen (oder Niedervoltbogen) verstehen wir eine Gasentladung, die sich mit einer Spannung (Gleichspannung gemessen zwischen Anode und Kathode) erzeugen und aufrechterhalten läßt, die nahezu gleich oder kleiner als die niedrigste Ionisierungsspannung des Gases oder Gasgemisches ist oder sogar kleiner als die niedrigste Anregungsspannung der Gasfüllung (abnormer Niederspannungsbogen). Der Ansicht[6]), daß der Name „Bogen" für diese Entladungsart irreführend und nicht berechtigt ist, „da das wesentlichste Merkmal eines Bogens, die autogene Heizung der Kathode bis zu den Temperaturen, bei denen sie imstande ist, den Elektronenbedarf zu decken, in Fortfall kommt", können wir uns nicht ohne weiteres anschließen. Die Erfahrung[7]) lehrt vielmehr, daß zwar bei sehr geringen

1) Auszugsweise vorgetragen auf der 9. Physikertagung in Würzburg am 19. September 1933.
2) R. C. Mason, Phys. Rev. **38**, 427–440, 1931.
3) S. S. Mackeown, Phys. Rev. **34**, 611–614, 1929.
4) E. Lübcke, Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 297–304, 1933.
5) K. T. Compton, Phys. Rev. **37**, 1077–1090, 1931.
6) Vgl. z. B.: G. Mierdel in Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. XIII, Teil 3, S. 564–567, 1929.
7) A. Gehrts, Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 303–308, 350–356, 1932; A. Gehrts u. H. Vatter, Zeitschr. f. Phys. **79**, 421–439, 1932.

Stromdichten im Niederspannungsbogen mit fremdgeheizter Kathode eine Abkühlung der Kathode als Folge der Energieentziehung durch die Elektronenemission eintritt. Beim Überschreiten einer bestimmten Stromdichte, die wir als „Grenzstromdichte" bezeichnet haben, geht jedoch die Abkühlung der Kathode in eine Aufheizung über; aus einer unselbständigen Entladung entsteht eine teilweise selbständige, eine halbautogene Entladung, bedingt durch eine erhöhte Ionenzufuhr zur Kathode. Allerdings weist G. St. Meikle[1]) darauf hin, daß bei Entnahme sehr großer Ströme eine Abkühlung der Kathode im Niederspannungsbogen wahrnehmbar ist. Bei sehr hohen Stromdichten muß also die zusätzliche Ionenheizung der Kathode großenteils wieder verschwunden, der Anteil der positiven Ionen am Stromübergang wieder kleiner geworden sein. Dann müssen wir neben der reinen Glühelektronenemission noch nach einer anderen Ursache suchen, die für die erforderliche Steigerung der Elektronenemission sorgt. Es liegt nahe, hier an die durch eine hohe Feldstärke an der Kathode bewirkte Erniedrigung der Elektronenaustrittsarbeit zu denken. Auch beim Quecksilberlichtbogen, den jeder als Bogenentladung ansprechen wird, ist nach den von Langmuir und Schottky entwickelten Vorstellungen die Elektronenauslösung wesentlich durch ein hohes Feld unmittelbar vor der Kathode bedingt, das sein Zustandekommen nur einer positiven Raumentladung verdanken kann. Das Kennzeichen einer Bogenentladung[2]) ist hiernach das durch einen positiven Ionenstrom in unmittelbarster Nähe der Kathode aufgebaute Feld und die durch dieses bewirkte Erniedrigung der Elektronenaustrittsarbeit — nicht aber die autogene Heizung der Kathode bis zu den Temperaturen, bei denen sie imstande ist, den Elektronenbedarf zu decken. Der Niederspannungsbogen mittlerer Stromdichte stellt dann insofern einen Grenzfall der Bogenentladung dar, als hier das Feld an der Kathode noch nicht stark genug ist, so daß der erforderliche Elektronenstrom noch mehr oder minder überwiegend durch Temperaturerhöhung der Kathode geschaffen werden muß.

1) G. St. Meikle, Gen. El. Rev. **19**, 297–304, 1916, insbesondere S. 298: „The emission of electrons from the cathode has been sufficient to actually cool it when rectifying excessive currents."

2) Auch die in jüngster Zeit vom AEF. (ETZ. **54**, 831, 1933, H. 34) vorgeschlagene Begriffsbestimmung einer Bogenentladung: „Entladung, bei welcher Raumladungen den Feldverlauf wesentlich bestimmen, charakterisiert durch zusätzliche Ionisationsprozesse außer Stoßionisation im Kathodengebiet", trifft wohl kaum das Wesen einer Bogenentladung.

Wenn wir uns auf Niederspannungsbögen in Edelgasen, in Quecksilberdampf und in Mischungen dieser Gase und Dämpfe beschränken, gewinnen wir folgende Vereinfachungen[1]): Es kommen als Träger negativer Ladungen[2]) nur Elektronen in Frage; es findet keine Wiedervereinigung von Elektronen und positiven Ionen im Gase selbst statt. Die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen können wir unterhalb der Ionisierungs- bzw. Anregungsspannung als vollkommen elastisch ansehen, während wir die Zusammenstöße der positiven Ionen mit den Gasmolekülen als vollkommen unelastisch betrachten können.

2. Glühkathoden-Edelgas-Entladungen im Druckbereich von 10 bis 1 m Tor. Die Entladungsvorgänge im Quecksilberlichtbogen verstehen wir am leichtesten, wenn wir von den Entladungsvorgängen ausgehen, die sich in Glühkathodenröhren abspielen, die Edelgas von etwa 10 bis 1 m Tor Druck enthalten. Die ungeordnete Bewegung der positiven Ionen im Plasma einer Glühkathoden-Edelgas-Entladung ist so gering, daß wir sie nicht zu berücksichtigen brauchen; die positiven Ionen erhalten merkliche Geschwindigkeiten erst durch elektrische Felder, die sie durchfallen. Dagegen müssen wir den Elektronen eine ungeordnete Bewegung (Elektronentemperatur T_e) zuschreiben, die eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung aufweist. Da nun die positiven Ionen unter dem Einfluß von Feldern, die durch die Elektronenbewegung zustande kommen, aus dem Plasma nach den Elektroden und den Wandungen hin abströmen, so muß im Plasma ein Potentialmaximum entstehen. Das Potential fällt von diesem Maximum bis zur Grenze der Kathodenschicht nur wenig ab, ein sehr viel steilerer Abfall findet in der Kathodenschicht selbst statt. Dieser Potentialverlauf berechtigt uns — entsprechend dem Vorgange von I. Langmuir[3]) —

1) J. Franck, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **12**, 291–298, 613–620, 1910; L. B. Loeb u. L. C. Marshall, Journ. Franklin Inst. **208**, 371–388, 1929; J. S. Townsend, Proc. Roy. Soc. London (A) **134**, 352–356, 1931.

2) E. Lübcke (Physik. Zeitschr. **33**, 890–895, 1932) glaubt aus Sondenmessungen auf das Vorhandensein negativer Ionen schließen zu können; vgl. jedoch: L. Tonks u. I. Langmuir, Phys. Rev. **34**, 876–922, 1929, insbesondere S. 913, sowie R. H. Sloane u. K. K. Emeleus, Phys. Rev. **44**, 333–337, 1933. U. Stille (Ann. d. Phys. **17**, 635–653, 1933) hat durch Versuche bewiesen, daß in reinem Quecksilberdampf keine negativen Ionen vorhanden sind, wohl aber in Quecksilberdampf, der geringe Spuren Wasserstoff enthält; vgl. auch K. Sommermeyer, Physik. Zeitschr. **34**, 582 bis 589, 1933.

3) I. Langmuir, Phys. Rev. **32**, 954–989, 1929.

die Kathodenschicht als eine Doppelschicht zu behandeln. Solange die Kathode einen Überschuß an Elektronen abzugeben vermag, ist sicher die Feldstärke an der Kathode $\mathfrak{E}_k = 0$ (genauer die Feldstärke in der Raumladeschwelle). Andererseits können wir auch an der Grenze Plasma-Kathodenschicht in erster Annäherung für die Feldstärke den Wert Null einsetzen. Das bedeutet, daß an der Kathode der Elektronenstrom und an der Grenze Plasma-Kathodenschicht der positive Ionenstrom durch Raumladung begrenzt sind. Elektronenstrom (Dichte I_e und positiver Ionenstrom (Dichte I_p) stehen dann in einem konstanten durch die Elektronen- und Ionenmasse[1]) (m_e bzw. m_p) gegebenen Verhältnis:

$$I_p = I_e \sqrt{\frac{m_e}{m_p}}. \qquad (1)$$

Der Betrag des übergehenden Elektronenstromes ist — abgesehen von einem durch die teilweise Aufhebung der Elektronenraumladung seitens der positiven Ionen bedingten Faktor 1,8605 — durch das Raumladegesetz gegeben, also bei planparallelen Elektroden durch die Beziehung:

$$I_e = 1{,}8605 \cdot \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m_e}} \cdot \frac{U_k^{3/2}}{d^2}. \qquad (2)$$

(U_k Spannungsabfall in der Kathodenschicht, Kathodenabfall, d Dicke der Kathodenschicht). Für den die Kathodenschicht durchfließenden positiven Ionenstrom erhalten wir so den Betrag:

$$I_p = I_e \sqrt{\frac{m_e}{m_p}} = 1{,}8605 \cdot \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m_p}} \cdot \frac{U_k^{3/2}}{d^2}. \qquad (3)$$

In Quecksilberdampf, wo $\sqrt{\frac{m_p}{m_e}} = 607$ ist, beläuft sich hiernach der Anteil α der positiven Ionen am Stromübergang auf rund 0,2 Proz. Berücksichtigen[2]) wir noch die Eigengeschwindigkeiten der Elektronen und der positiven Ionen beim Eintritt in die Kathodenschicht sowie die Diffusion der Sekundärelektronen aus dem Plasma in die Kathodenschicht, so vergrößert sich der Anteil der positiven Ionen am Stromübergang auf etwa den doppelten Wert $\alpha = 0{,}5$ Proz. oder größenordnungsmäßig $\alpha = 1$ Proz. (Langmuir findet durch Messung $\alpha = 0{,}7$ Proz.).

Da der Spannungsabfall im Plasma (vom Potentialmaximum bis zur Kathodenschicht) klein gegenüber dem Spannungsabfall in der Kathodenschicht ist, können wir den Kathodenfall U_k mit guter Annäherung gleich der Ionisierungsspannung des Gases ansetzen. Wenn die Dicke d der Kathodenschicht klein ist gegenüber der mittleren freien Weglänge der Elektronen und der positiven Ionen, wird der Kathodenfall U_k unabhängig von der Stromdichte; es nimmt dann die Dicke der Kathodenschicht mit wachsender Stromstärke ständig ab. Dieser Schluß setzt jedoch voraus, daß an der Grenze Plasma-Kathodenschicht die Feldstärke (unabhängig von der Dichte des Stromes) gleich Null angenommen werden kann, daß also dort stets ein Überschuß oder zumindest eine gerade ausreichende Anzahl von positiven Ionen zur Verfügung steht. Nach den Untersuchungen von Tonks und Langmuir[1]) hat der positive Ionenstrom im Plasma (für den Fall der großen freien Weglängen der Elektronen und der positiven Ionen) den Betrag:

$$I_p = s_0 h_0 e n_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{m_p}} \qquad (4)$$

(s_0, h_0 sind Parameter, die von der Begrenzung des Plasma und der Art der Ionisierung abhängen, e die Elementarladung, k die Boltzmann-Konstante, n_0 die Elektronendichte im Potentialmaximum, T_e Elektronentemperatur). Die Elektronentemperatur ist nur wenig abhängig von der Stromdichte und nähert sich mit wachsender Stromdichte sehr bald einem Grenzwert; sie fällt mit steigendem Druck. Dagegen ist die Elektronendichte n_0 proportional der Dichte des Glühelektronenstromes; es wird sich also das Verhältnis I_p/I_e so lange nicht ändern, wie die Kathode noch einen Überschuß an Elektronen abzugeben vermag. Dementsprechend ändert sich, wie die Erfahrung lehrt, der Spannungsabfall an der Entladungsröhre erst dann, wenn der Entladungsstrom einen bestimmten Betrag überschreitet, den Wehnelt[2]) als „Grenzstrom" bezeichnet und der nach den Untersuchungen von Wehnelt[3]) und seinen Schülern mit dem Glühelektronensättigungsstrom der Kathode zusammenfällt.

Wenn der Entladungsstrom größer als der Grenzstrom ist, muß die Feldstärke an der

1) Wir nehmen stillschweigend nur einfach positiv geladene Ionen an; vgl. hierzu: A. v. Hippel, Ann. d. Phys. **87**, 1035–1087, 1928; W. Bleakney, Phys. Rev. **35**, 139–148, 1930.

2) I. Langmuir, Phys. Rev. **33**, 975, 1929.

1) L. Tonks u. I. Langmuir, Phys. Rev. **34**, 876–922, 1929; insbesondere Gleichung 55 A, vgl. auch Th. J. Killian, Phys. Rev. **35**, 1238–1252, 1930.

2) A. Wehnelt, Physik. Zeitschr. **5**, 680–681, 1904; Ber. d. phys.-mediz. Soc. Erlangen **37**, 264 bis 269, 1905; Ann. d. Phys. **19**, 138–156, 1906; Fortschritte der exakten Naturwissenschaften **4**, 86–99, 1925, insbesondere S. 94 u. S. 99.

3) A. Wehnelt, a. a. O., sowie K. Eisenmann, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **12**, 725–730, 1910.

Kathode größer als Null sein: $\mathfrak{E}_k > 0$. Wir beobachten eine Aufheizung der Kathode durch erhöhte Ionenzufuhr; das Verhältnis I_p/I_e hat sich zugunsten der positiven Ionen verschoben. Um diesen erhöhten Ionenstrom an der Grenze Plasma-Kathodenschicht verfügbar zu haben, muß die Elektronendichte n_0 im Potentialmaximum anwachsen, was jetzt nur durch eine Steigerung der Geschwindigkeit der Glühelektronen, also durch eine Zunahme des Kathodenfalles, zu erreichen ist. In Quecksilberdampf wächst bis zu etwa 30 Volt aufwärts das Ionisationsvermögen linear mit der Spannungsdifferenz $(U_k - U_i)$ an (U_i Ionisierungsspannung). Der Anstieg des Kathodenfalles ermöglicht gleichzeitig den Durchgang eines erhöhten Ionenstromes durch die Kathodenschicht (auch unter der Annahme[1]) einer gleichbleibenden, durch den Betrag des Elektronenstromes bedingten Dicke d der Schicht). Mit wachsender Stromstärke steigt der Kathodenfall schnell an und erreicht bald die „Zerstäubungsspannung" der Kathode. Für eine technische Verwertung derartiger Glühkathoden-Edelgas-Entladungen ergibt sich hieraus die viel erörterte Forderung von Wehnelt[2]), die Glühkathoden so zu bemessen, daß sie den gesamten Entladungsstrom als reinen Glühelektronenstrom abzugeben vermögen.

3. Der Niederspannungsbogen mit Glühkathode (Druckbereich etwa 1 bis 50 Tor). In Glühkathoden-Edelgas-Entladungen höheren Druckes (etwa 1 bis 50 Tor, Niederspannungsbogen) können wir gleichfalls eine Grenzstromstärke[3]) angeben, deren Überschreitung mit einem Anstieg des Anteiles der positiven Ionen am Stromübergang verbunden ist und oberhalb deren die bei geringeren Stromdichten eintretende Abkühlung der Kathode in eine Aufheizung übergeht. Auch hier scheint die Grenzstromstärke mit dem Sättigungsstrom der Kathode übereinzustimmen; genauere Messungen stehen jedoch noch aus. Bei nicht zu kleinen Stromdichten (sicher nach Überschreitung der Grenzstromdichte) entsteht im Raume zwischen Anode und Kathode das von Compton und Eckart[1]) zuerst beobachtete Potentialmaximum. Unter Kathodenschicht werden wir jetzt das Gebiet zwischen der Kathode und diesem Potentialmaximum verstehen, da das Potential von diesem Maximum bis zur Kathode ziemlich gleichmäßig abfällt. Das Potentialmaximum befindet sich nach den Messungen von Comptón und Eckart sowie von Druyvesteyn[2]) in einem Abstande von der Kathode, der groß ist gegenüber der mittleren freien Weglänge der positiven Ionen[3]), jedoch von der gleichen Größenordnung wie die mittlere freie Weglänge der Elektronen, wenn wir die von Ramsauer[4]) festgestellten großen Werte für die mittlere freie Weglänge von langsamen Elektronen in Edelgasen berücksichtigen. Nur für die Elektronen gilt also im Gebiet der Kathodenschicht das Gesetz des freien Falles, nicht für die positiven Ionen. Eine einfache Rechnung zeigt, daß, wenn unter diesen Umständen ein positiver Ionenstrom fließt, dessen Betrag größer als $I_p = I_e \sqrt{\frac{m_e}{m_p}}$ ist, die Feldstärke an der Kathode größer als Null sein muß. Es ist also nach Überschreiten der Grenzstromstärke $\mathfrak{E}_k > 0$. Bei der verhältnismäßig großen Dicke der Kathodenschicht kann der positive Ionenstrom kein reiner Raumladungsstrom sein; er muß vielmehr überwiegend ein Diffusionsstrom sein. Sicher ist die Ionendichte im Potentialmaximum sehr groß, wie schon aus der Bedingung der Quasineutralität folgt, die bei großen Stromdichten erfüllt sein muß. Druyvesteyn[5]) ermittelt etwa $2 \cdot 10^{12}$ Ionen im cm^3 bei 0,5 Amp Bogenstrom. Sind wir nun berechtigt, für den (kombinierten) Diffusionskoeffizienten einen Wert zwischen 10^3 und 10^4 anzunehmen – Schottky[6]) findet im Quecksilberdampf einen Wert $D = 3000$ –, dann können wir den positiven Ionenstrom als Diffusionsstrom auffassen. Wir haben früher gezeigt[7]), daß das Zustandekommen des Potentialmaximums auf eine Volumenionisierung zurückzuführen ist,

1) Da im Plasma I_p proportional $(U_k - U_i)$ ist, also $\frac{dI_p}{dU_k}$ = const, in der Kathodenschicht dagegen (unter der Annahme eines konstanten Wertes d) $\frac{dI_p}{dU_k} = \text{const} \cdot U_k^{1/2}$, so ist auch bei dem Anstieg des Kathodenfalles nach Überschreiten der Grenzstromstärke mit einer (allerdings geringeren) Abnahme der Dicke der Kathodenschicht zu rechnen.

2) A. Wehnelt, a. a. O.; vgl. auch A. W. Hull, Journ. A. I. E. E. **47**, 798–803, 1928; Trans. A. I. E. E. **47**, 753–763, 1928; Gen. El. Rev. **32**, 213 bis 223, 1929; ferner Brit. Patent 216562 vom 23. Februar 1923.

3) A. Gehrts, Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 307, 1932.

1) K. T. Compton u. C. Eckart, Nature **114**, 51, 1924 (12. Juli); Phys. Rev. **25**, 139–146, 1925.

2) M. J. Druyvesteyn, Zeitschr. f. Phys. **64**, 781–798, 1930.

3) Druyvesteyn findet z. B. a. a. O. einen Abstand Potentialmaximum–Kathode von 4 mm bei einem Argondruck von 6 Tor und 0,5 Amp. Bogenstrom.

4) C. Ramsauer, Zeitschr. f. Elektrochemie **36**, 640, 1930 (Nr. 3); R. Kollath, Physik. Zeitschr. **31**, 985–1005, 1930 (Nr. 22).

5) M. J. Druyvesteyn, a. a. O.; vgl. auch W. de Groot, Zeitschr. f. Phys. **60**, 617–630, 1930.

6) W. Schottky u. J. v. Issendorff, Zeitschr. f. Phys. **31**, 163–201, 1925.

7) A. Gehrts, Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 306, 1932.

die durch die bei hohen Gas- und Stromdichten stattfindende stufenweise Ionisation begünstigt wird, und haben weiter gefolgert, daß die Lage dieses Potentialmaximums sich mit wachsender Stromdichte in Richtung auf die Kathode zu verschieben muß. Die Dicke der Kathodenschicht wird also mit wachsender Stromdichte kleiner. Andererseits nimmt die Ionendichte im Potentialmaximum proportional der Stromdichte zu. Es muß also der Konzentrationsgradient der positiven Ionen schneller als proportional der Bogenstromdichte zunehmen. Mit wachsendem Bogenstrom erhalten wir so eine Zunahme des Anteiles der positiven Ionen am Stromübergang, mit anderen Worten eine Ionenzusatzheizung, ohne daß der Kathodenfall (nennenswert) anzusteigen braucht. Dementsprechend beobachten wir nach Überschreiten der Grenzstromdichte auch nur einen sehr langsamen Anstieg des Spannungsabfalles am Bogen. Der Kathodenfall ist im Niederspannungsbogen infolge der bei den hohen Gas- und Stromdichten stattfindenden stufenweisen Ionisationen gleich der niedrigsten Anregungsspannung des Gases oder Dampfes, wie aus den Messungen von Compton und Eckart sowie Druyvesteyn folgt.

4. Der Niederspannungsbogen bei besonders hoher Stromdichte. Bei sehr hohen Stromdichten wird die Dicke der Kathodenschicht (der Abstand Potentialmaximum-Kathode) auch bei höheren Gasdrucken wieder kleiner als die mittlere freie Weglänge der positiven Ionen. Der Stromübergang erfolgt dann unter den gleichen Bedingungen wie in den Glühkathoden-Edelgas-Entladungen im Druckgebiet von 10 bis 1 mTor mit dem einzigen Unterschied, daß wir im Falle einer Kathode, die einen Überschuß von Elektronen abzugeben vermag, den Kathodenfall gleich der niedrigsten Anregungsspannung und nicht gleich der niedrigsten Ionisierungsspannung anzusetzen haben. Bei Stromdichten von 10 A/cm², 100 A/cm², 1000 A/cm² erhalten wir so für die Dicke d der Kathodenschicht in Quecksilberdampf (mit $U_k = 4{,}9$ Volt) die Werte: $1{,}6 \cdot 10^{-3}$ cm; $4 \cdot 10^{-4}$ cm und $1{,}6 \cdot 10^{-4}$ cm.

Durch die Fremdheizung werden die Glühkathoden in der Regel (mit Rücksicht auf ihre Lebensdauer u. a. m.) nur so hoch erhitzt, daß sie einen Glühelektronensättigungsstrom von 1–2 A/cm² abzugeben vermögen. Wollen wir derartigen Glühkathoden Stromdichten von 10 A/cm² oder gar 100 A/cm² entnehmen, so müßten wir ihre Temperatur durch eine beträchtlich erhöhte Ionenzufuhr, durch einen erheblichen Anstieg des Kathodenfalles sehr stark erhöhen. Dank der sehr geringen Dicke der Kathodenschicht entsteht jedoch bei hohen Bogenstromdichten durch die erhöhte Ionenzufuhr unmittelbar vor der Kathode ein sehr hohes elektrisches Feld, das die Elektronenaustrittsarbeit wesentlich herabsetzt. Es genügen deshalb ein kleinerer Anstieg des Anteiles der positiven Ionen am Stromübergang und eine kleinere Steigerung des Kathodenfalles als bei geringeren Stromdichten oder gar bei niederen Drucken, um den erforderlichen Elektronenstrom aus der Kathode – selbst bei fehlender Fremdheizung – zu erhalten. In diesem Sinne werden wir auch die oben erwähnte Beobachtung von Meikle deuten, wonach bei Entnahme sehr hoher Ströme eine Abkühlung der Kathode eintritt. Bei sehr hohen Stromdichten ist ein kleinerer Ionenstromanteil erforderlich als bei mittleren Stromdichten, um aus der Kathode den nötigen Elektronenstrom zu erhalten.

5. Der Quecksilberlichtbogen. Nach den gleichen Gesetzen erfolgt auch der Stromübergang im Quecksilberlichtbogen, einem Niederspannungsbogen mit besonders hoher Stromdichte. K. T. Compton[1]) stellt fest, daß im Quecksilberlichtbogen stufenweise Ionisation stattfinden muß. E. Lübcke[2]) beobachtet, daß die Brennspannung des Quecksilberlichtbogens unterhalb der Ionisierungsspannung liegt, wenn die Anode der Kathode so stark genähert wird, daß die positive Säule fast ganz verschwindet. Zwischen dem Potentialmaximum und der Anode bildet sich ein Gegenfeld aus, bedingt durch einen ambipolaren Diffusionsstrom zur Anode, das vielfach als besonders kennzeichnend für einen Niederspannungsbogen angesehen wird. Die Stromdichte im Quecksilberlichtbogen wird größenordnungsmäßig mit einigen 1000 A/cm² angegeben. Die Aufheizung der Kathode, die durch den Entladungsstrom selbst (autogen) erfolgt, und der Aufbau des für die Elektronenauslösung unmittelbar an der Kathode nötigen hohen Feldes erfordern hier sicher eine Erhöhung des Anteiles der positiven Ionen am Stromübergang über den Betrag hinaus, den wir in einer Glühkathoden-Quecksilberdampfentladung messen, wenn die Kathode einen Überschuß an Elektronen abzugeben vermag. Dieser Anstieg des Ionenanteiles muß – wollen wir ihn nicht auf andere unbekannte Ursachen zurückführen – mit einem Anstieg des Kathodenfalles verbunden sein. Larmar und Compton[3]) messen nun im Quecksilberlichtbogen einen Kathodenfall im

1) K. T. Compton, Phys. Rev. **37**, 1088, 1931.

2) E. Lübcke, Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 300, 1933.

3) E. S. Larmar u. K. T. Compton, Phys. Rev. **37**, 1069–1076, 1931 (Nr. 9).

Betrage von 10 V, Kömmnick und Lübcke[1]) einen solchen im Betrage zwischen 9 V und 11,3 V; es wird also eine Erhöhung des Kathodenfalles von 4,9 V auf mindestens 9 V beobachtet. Einer solchen Erhöhung entspricht aber nach unseren obigen Überlegungen eine Verdoppelung bis Verdreifachung des Anteiles α der positiven Ionen am Stromübergang. Wir würden also hieraus auf einen Wert[2]) von $\alpha \sim 2$ Proz. schließen. Gleichzeitig erkennen wir, daß zum Hindurchtreiben von Ionenströmen von der Größenordnung 10^3 A/cm² (Mason) durch die Kathodenschicht Kräfte erforderlich sein würden, die sich in keiner Weise begründen lassen. Andererseits ist eine Beheizung der Kathode durch den Entladestrom selbst bei einem Ionenanteil von 0,25 Proz. (Lübcke) undenkbar.

Nach den von Langmuir und Schottky entwickelten Anschauungen, die heute durchweg angenommen werden, wird die Elektronenauslösung im Quecksilberlichtbogen wesentlich durch das hohe Feld unmittelbar vor der Kathode bewirkt. Die Integration der Poissonschen Gleichung liefert uns für die Feldstärke $\mathfrak{E}_k$ an der Kathode (in Volt/cm) die Beziehung:

$$\mathfrak{E}_k^2 = 7{,}57 \cdot 10^5 \, U_k \left(I_p \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} - I_e \right). \qquad (5)$$

Unter der Annahme, daß ein Feld von $5 \cdot 10^5$ Volt/cm ausreicht, um einen Elektronenstrom von 4000 Amp/cm² an der Quecksilberkathode auszulösen, berechnet Mackeown[3]) hieraus einen Ionenanteil $\alpha = 5$ Proz., und wenn erst ein Feld von $1{,}3 \cdot 10^6$ Volt/cm ausreicht, einen Ionenanteil $\alpha = 30$ Proz. Nehmen wir umgekehrt – unserer Berechnung aus dem Kathodenfall entsprechend – eine Verdreifachung des Ionenanteils an, so erhalten wir aus obiger Gleichung für die Stromdichten von 100 A/cm² und 1000 A/cm² die Feldstärken $\mathfrak{E}_k = 35000$ Volt/cm und $\mathfrak{E}_k = 100000$ Volt/cm an der Kathode. Nach der von Schottky[4]) abgeleiteten Beziehung:

$$\Delta\varphi = 3{,}8 \cdot 10^{-4} \sqrt{\mathfrak{E}} \qquad (6)$$

($\Delta\varphi$ Austrittsarbeitserniedrigung gemessen in Volt) würde erst einem Feld von 10^6 Volt/cm eine Erniedrigung der Austrittsarbeit um $^1/_3$ Volt entsprechen. Um die Austrittsarbeit so weit zu senken, daß bei 123° C (der von Compton angenommenen Kathodentemperatur) ein Strom von der Dichte 4000 A/cm² fließen kann, wäre nach der Schottky-Beziehung ein Feld von 10^8 Volt/cm erforderlich. Annähernd das gleiche Ergebnis erhalten wir, wenn wir die Austrittsarbeitserniedrigung auf wellenmechanischer Grundlage[1]) berechnen. Die Versuche[2]) haben aber gezeigt, daß die Feldstärken, die zur Auslösung eines bestimmten Elektronenstromes erforderlich sind, um 1–2 Zehnerpotenzen (und mehr) kleiner sind als die auf Grund der Schottky-Theorie oder der Wellenmechanik berechneten Werte. Es steht also der von uns aus den Kathodenfallmessungen berechnete Wert des Ionenanteiles $\alpha \sim 2$ Proz. nicht im Widerspruch zu der Anschauung, daß die Elektronenauslösung im Quecksilberlichtbogen wesentlich durch die Senkung der Austrittsarbeit – hervorgerufen durch ein hohes Feld unmittelbar vor der Kathode – bewirkt wird.

In jüngster Zeit sind von F. Lüdi[3]) die verschiedenen Anschauungen über den Verlauf der Elektronenauslösung im Kathodenfleck eines Quecksilberlichtbogens eingehend erörtert. Lüdi verneint eine wesentliche Mitwirkung eines hohen Feldes unmittelbar vor der Kathode bei dem Vorgang der Elektronenauslösung und vertritt die Ansicht, daß die potentielle Energie von Mehrfachionen durch Stöße zweiter Art an die Elektronenatmosphäre gerade außerhalb der Kathode übertragen und auf mehrere Elektronen verteilt wird, die so genügend kinetische Energie zur Überwindung der Austrittsarbeit erhalten. Abgesehen davon, daß wir den Überlegungen[4]) von Lüdi, die zur Ablehnung der

1) J. Kömmnick, Ann. d. Phys. **15**, 273–299, 1932; J. Kömmnick u. E. Lübcke, Physik. Zeitschr. **33**, 215–218, 1932; E. Lübcke, Physik. Zeitschr. **33**, 890–895, 1932.

2) Dem Werte $\alpha = 2$ Proz. würden eine Elektronenaustrittsarbeit $\varphi_- = 0{,}31$ Volt und ein Bruchteil $F = 0{,}7$ der Energieübertragung durch ungeladene Teilchen entsprechen, die Compton, a. a. O., als die wahrscheinlichsten Annahmen bezeichnet.

3) S. Mackeown, Phys. Rev. **34**. 614, 1929.

4) W. Schottky, Physik. Zeitschr. **15**, 872 bis 878, 1914 (Gleichung 6).

1) R. Fowler u. L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. London (A) **119**, 173–181, 1928; L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. London (A) **121**, 626–639, 1928; Physik. Zeitschr. **30**, 177–196, 1929.

2) K. T. Compton u. I. Langmuir, Rev. of Mod. Physics **2**, 168, 1930.

3) F. Lüdi, Zeitschr. f. Phys. **82**, 815–832, 1933.

4) Lüdi ermittelt a. a. O., S. 821, für die Feldstärke an der Kathode den Betrag:

$$\mathfrak{E}_k = 5{,}8 \cdot 10^3 \cdot \sqrt[4]{m_p} \sqrt[4]{U_k} \cdot \sqrt{I_p}$$

und folgert hieraus: „Man sieht, die Fallraumdicke spielt hier gar keine Rolle, des weiteren wächst $\mathfrak{E}_k$ nur mit der vierten Wurzel (!) des Kathodenfalles und der Quadratwurzel aus der Stromstärke." Wir dürfen jedoch nicht übersehen, daß unter der von Lüdi gemachten Annahme eines durch Raumladung begrenzten positiven Ionenstromes die Größe $\sqrt{I_p}$ proportional $U_k^{3/4}/d$ ist, so daß $\mathfrak{E}_k$ proportional U_k und umgekehrt proportional der Fallraumdicke d ist. Dementsprechend sind die von Lüdi auf S. 822 berechneten abnorm hohen Kathodenfälle durch sehr viel niedrigere Werte zu ersetzen, und damit fällt das Hauptargument von Lüdi gegen die Feldtheorie von Langmuir-Schottky fort.

Anschauungen von Langmuir und Schottky führen, nicht beistimmen können, stößt die von Lüdi vertretene Ansicht der Elektronenauslösung durch mehrfach geladene positive Ionen doch wohl auf einige Schwierigkeiten. Zunächst fehlt noch der unmittelbare Nachweis für das Vorhandensein von mehrfach geladenen positiven Ionen im Niederspannungsbogen. Aus den Messungen von Druyvesteyn in Niederspannungsbögen (Argon) mit einer Stromdichte von rund 10 A/cm² können wir nur entnehmen, daß angeregte Ar^{+}-Ionen vorhanden sind und vielleicht hieraus auf das Vorhandensein von Ar^{++}-Ionen schließen. Ob jedoch im Quecksilberlichtbogen noch höherwertigere positive Ionen vorhanden sind, erscheint zumindest zweifelhaft (Lüdi nimmt im *Cu*-Lichtbogen sechsfach geladene Ionen an), und wenn sie vertreten sind, können sie doch nur ein Bruchteil aller vorhandenen positiven Ionen sein. Da andererseits ein wohl nicht unbeträchtlicher Teil der potentiellen Energie der Mehrfachionen nach den Anschauungen von Risch und Lüdi[1]) dazu benötigt wird, um den neutralisierten Mehrfachionen nach ihrem Aufprall auf die Kathode eine hohe Rückstoßgeschwindigkeit zu verleihen, ferner ein Teil der von den Elektronen im Kathodenfallgebiet aufgenommenen Energie sicher in Form von Strahlung abgegeben wird, so dürfte die günstigstenfalls zur Verfügung stehende Anzahl von Mehrfachionen nicht ausreichen, um den Elektronenbedarf einer Quecksilberlichtbogenentladung im Sinne von Lüdi auf dem Wege der Energieübertragung durch Stöße zweiter Art zu decken.

Um unsere Frage nach dem Anteil der positiven Ionen am Stromübergang im Quecksilberlichtbogen beantworten zu können, brauchen wir jedoch hierauf nicht näher einzugehen; wir müssen nur noch feststellen, in welchem Sinne sich jener Ionenanteil ändert, wenn wir neben einfach geladenen auch mehrfach geladene Ionen als Träger positiver Ladungen zulassen. Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß die Träger positiver Ladungen sämtlich vierfach geladene Quecksilberionen seien (Ionisierungsspannung für Hg^{++++} bei Einfachstoß 143 Volt). Wie aus der durch Integration der Poissonschen Gleichung gewonnenen Beziehung (Gl. 5) für die Feldstärke hervorgeht, wird in diesem Falle die Feldstärke an der Kathode $\mathfrak{E}_k = 0$, wenn die Bedingung erfüllt ist:

$$I_p = 2 \cdot I_e \sqrt{\frac{m_e}{m_p}}. \qquad (7)$$

1) R. Risch u. F. Lüdi, Zeitschr. f. Phys. **75**, 812–822, 1932.

Wir erhalten also, wenn die Kathode einen Überschuß von Elektronen abzugeben vermag und die Anode (Grenze Plasma-Kathodenschicht einen Überschuß von positiven Ionen, für den Anteil der positiven Ionen am Stromübergang einen doppelt so großen Wert wie unter der Annahme nur einfach geladener positiver Ionen, d. h. $\alpha \sim 1{,}5$ Proz. Die mit einem Anstieg des Kathodenfalles von 4,9 V auf 9–11 V verbundene Verdreifachung dieses „Normalwertes" führt dann zu einem Wert von $\alpha \sim 5$ Proz. Das vor der Kathode durch die positiven Ionen aufgebaute Feld ist demnach, wenn Mehrfachionen am Stromübergang beteiligt sind, stärker. Hierzu kommt noch, daß die bekannte Schwierigkeit[1]) der Bestimmung des äußeren Potentialgradienten in sehr kleinen Abständen von der Kathode durch Auftreten von Mehrfachionen vergrößert werden dürfte, so daß von vornherein mit größeren Differenzen zwischen beobachteten und berechneten Werten der Austrittsarbeitserniedrigung zu rechnen ist.

6. Zusammenfassung. Der Quecksilberlichtbogen ist ein Niederspannungsbogen besonders hoher Stromdichte. In einem Niederspannungsbogen sehr hoher Stromdichte, dessen Kathode einen Überschuß von Elektronen abzugeben vermag, können wir die Kathodenschicht als Doppelschicht betrachten; an der Kathode ist der Elektronenstrom, an der Grenze Plasma-Kathodenschicht der positive Ionenstrom durch Raumladung begrenzt; der Kathodenfall ist gleich der niedrigsten Anregungsspannung des Gases (für Quecksilberdampf 4,9 V). Wenn die Kathode keinen Überschuß an Elektronen mehr abzugeben vermag, muß der Kathodenfall ansteigen. Aus dem Unterschied zwischen den gemessenen Werten für den Kathodenfall (9–11 Volt) und dem Wert 4,9 V schließen wir auf einen Anteil der positiven Ionen am Stromübergang im Quecksilberlichtbogen von etwa 2 Proz. Nehmen wir auch mehrfach geladene Ionen als Träger positiver Ladungen an, so erhöht sich dieser Wert etwas (höchstens auf etwa 5 Proz.). Ein Ionenanteil von 2 Proz. reicht aus, um unmittelbar vor der Kathode ein hohes Feld aufzubauen, das die Austrittsarbeit der Elektronen so weit erniedrigt, daß wir die Elektronenauslösung im Kathodenfleck als wesentlich bedingt durch das hohe Feld (Langmuir, Schottky) vor der Kathode ansehen können.

1) W. Schottky in Wien-Harms, Handbuch der Experimentalphysik, Bd. XIII, Teil 2, S. 257 bis 262, Leipzig 1928.

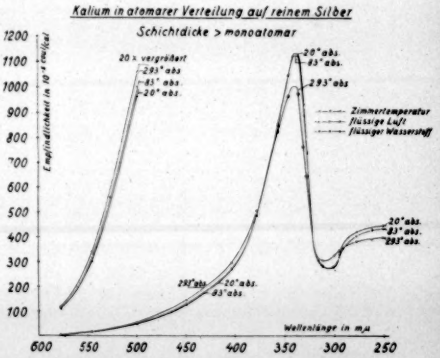
R. Suhrmann (Breslau), Über den äußeren lichtelektrischen Effekt bei tiefen Temperaturen.

Trägt man die pro Einheit der auffallenden Lichtenergie ausgelöste Elektronenmenge als Funktion der Wellenlänge des auslösenden Lichtes in ein Koordinatensystem ein, so erhält man die bei der langwelligen Grenze λ' beginnende und bei den meisten Metallen monoton ansteigende lichtelektrische Empfindlichkeitskurve. Während viele Autoren früher annahmen [1]), daß diese Kurve scharf in die Wellenlängenabszisse einschneidet, wurde von dem Vortragenden auf Grund experimenteller Ergebnisse schon vor acht Jahren die Auffassung vertreten, daß bei Zimmertemperatur auch bei reinen Oberflächen kein wohldefinierter Schnittpunkt existiert [2]), und daß die allmähliche Annäherung der Empfindlichkeitskurve an die Abszisse durch eine Temperaturabhängigkeit des lichtelektrischen Effektes zu erklären ist [3]). Infolge ihrer thermischen Zusatzenergie sollten bei höheren Temperaturen auch Elektronen die Metalloberfläche verlassen können, die ein etwas kleineres Energiequant aufgenommen haben, als zum Überwinden der Austrittsarbeit erforderlich ist.

Dieser Gedanke ist vor zwei Jahren von Fowler [4]) dazu verwendet worden, auf Grund der Sommerfeld-Fermischen Elektronentheorie eine Theorie der Temperaturabhängigkeit des äußeren lichtelektrischen Effektes zu geben, die bei Temperaturen oberhalb der Zimmertemperatur von Morris, Winch, Dubridge u. a. experimentell bestätigt wurde [5]).

Besonders bemerkenswert und von der klassischen Theorie durchaus abweichend ist nun die Art der Temperaturbeeinflussung der Empfindlichkeitskurve, die man auf Grund der obigen Anschauung bei tiefen Temperaturen erwarten sollte. Während die Elektronenenergie nach der klassischen Theorie proportional der Temperatur zunimmt, steigt sie nach Sommerfeld von der Nullpunktsenergie E_0 aus beginnend nach einer parabelförmigen Funktion zunächst sehr wenig, später stärker an und geht schließlich in den linearen Anstieg der klassischen Theorie über [6]). Man sollte also erwarten, daß die durch die Zusatzenergie der Elektronen bewirkte Erhöhung der lichtelektrischen Empfindlichkeit an der langwelligen Grenze sich bei Gültigkeit der neuen Theorie erst von höheren Temperaturen an bemerkbar macht, d. h. bei Abkühlung von Zimmertemperatur auf die Temperatur der flüssigen Luft (83° abs.) wäre ein wesentlich größerer Effekt zu erwarten, als bei Abkühlung von der Temperatur der flüssigen Luft auf die des flüssigen Wasserstoffs (20° abs.). Diese Erwartung konnte von dem Vortragenden und seinem Mitarbeiter A. Schallamach in der Tat bestätigt und damit ein experimenteller Nachweis für die Brauchbarkeit der neuen Elektronentheorie erbracht werden.

Die Versuche wurden mit einer Photozelle mit Quarzfenster ausgeführt, die keinerlei Schliff und Kittstellen besaß und vollständig in das Temperaturbad derart eingebracht werden konnte, daß auch alle Elektrodenteile gleichzeitig auf die Badtemperatur abgekühlt wurden. Die Zelle war mit einem Ansatzgefäß mit Adsorptionskohle versehen.



Die Untersuchungen an zwei durch Verdampfen im Hochvakuum hergestellten Berylliumoberflächen ergaben, daß innerhalb der Fehlergrenzen die Verminderung der Empfindlichkeit bei Abkühlung auf 83° abs. und auf 20° abs. dieselbe ist.

Besonders deutlich erkennt man den erwarteten Effekt an der Figur, welche den Temperatureinfluß auf die lichtelektrische Empfindlichkeit einer mit atomar verteiltem Kalium bedeckten reinen Silberoberfläche (Bedeckung > monoatomar) zeigt. Hier wurde dieselbe Oberfläche bei 293° abs., 83° abs. und 20° abs. untersucht.

Bemerkenswerterweise ist auch die Temperaturbeeinflussung des spektralen Maximums bei 343 mμ, die offenbar mit der Änderung der optischen Eigenschaften der Silberunterlage zusammenhängt, bei der Abkühlung von 83° abs. auf 20° abs. viel geringer als bei Abkühlung von 293° abs. auf 83° abs. Hierauf und auf die Einzelheiten der Versuche gehen wir in der ausführlichen Veröffentlichung in der Zeitschrift für Physik näher ein.

1) Vgl. hierzu Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen, Berlin 1928, S. 37, 38, 47.
2) R. Suhrmann, Ann. d. Phys. **67**, 43, 1922.
3) R. Suhrmann, Zeitschr. f. Phys. **33**, 63, 1925, insbesondere S. 82.
4) R. H. Fowler, Phys. Rev. **38**, 45, 1931.
5) Vgl. die Neuauflage des Müller-Pouillet, Lehrbuch d. Phys., Bd. IV, 4. Teilband, S. 197–201.
6) A. Sommerfeld, Zeitschr. f. Phys. **47**, 15, 1928.

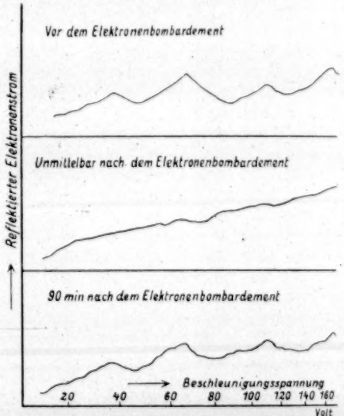
R. Suhrmann (Breslau), Elektronenbeugungsversuche über die Veränderung von Halbleiterkristallflächen durch Elektronenbombardement.

In den letzten Jahren sind verschiedentlich die Veränderungen untersucht worden, die Halbleiteroberflächen erfahren, wenn sie mit Elektronen bombardiert werden. So haben Waibel und Schottky[1]) festgestellt, daß an mit Elektronen bombardierten Cu_2O-Oberflächen Sperrwirkung auftritt; ferner haben Fleischmann[2]) und insbesondere W. Leo[3]) beobachtet, daß Halbleiteroberflächen nach dem Bombardement mit langsamen Elektronen ein um einige Volt negativeres Kontaktpotential aufweisen als vorher, welches innerhalb von 1–2 Stunden wieder auf den alten Wert zurückgeht.

Da ich einen Zusammenhang dieser letzteren Erscheinung mit dem Auftreten der Sperrwirkung vermutete, habe ich, um deren Natur näher kennenzulernen, gemeinsam mit meinem Mitarbeiter H. Haiduk Elektronenbeugungsversuche an mit Elektronen bombardierten Halbleiterkristallflächen vorgenommen. Die Untersuchungsmethode bestand in der Aufnahme von Elektronenbeugungskurven bei konstantem Auffallswinkel in der Weise wie Rupp[4]) angegeben hat.

Da die Oberflächen durch das Auftreffen des Meßelektronenstrahls beeinflußt werden konnten, mußten wir die Anordnung für unsere Zwecke wie folgt abändern: Der auftreffende Meßstrom betrug nur 10^{-7} Amp., und die den reflektierten Strom auffangende Elektrode stand mit einem Hochohmwiderstand in Verbindung, dessen Potentialabfall mit Hilfe einer Röhrenanordnung verstärkt und dann auf ein Fadenelektrometer gegeben wurde. Der Ausschlag des Fadens konnte mittels einer Registriertrommel aufgezeichnet werden, die mit dem Potentiometer für die Beschleunigungsspannung des auf den Kristall auffallenden Meßelektronenstrahls gekoppelt war. Auf diese Weise konnten wir eine Reflexionskurve innerhalb von 10 Sekunden aufnehmen. In den Zwischenzeiten und während sich die den Elektronenstrahl liefernde Glühkathode einbrannte, schoben wir eine Hilfselektrode vor den Kristall, so daß dieser nur während der 10 Sekunden dauernden Messung dem Meßstrom ausgesetzt war. Als Versuchsmaterial dienten Bleiglanz-, Pyrit- und Grauspießglanzkristalle.

Das Ergebnis bei Bleiglanz zeigt Figur. Vor dem Elektronenbombardement sind deutlich ausgeprägte Beugungsmaxima vorhanden, die eine Gitterstruktur erkennen lassen. Nach einem 5 Minuten dauernden Bombardement mit 10^{-5} Amp. und 100 Volt Beschleunigungsspannung war die Gitterstruktur verschwunden, kam aber nach 1–2 Stunden wieder zum Vorschein. An Pyrit und Grauspießglanz beobachteten wir dieselbe Erscheinung.



Elektronenbeugungskurven für Bleiglanz Zimmertemperatur

Aus dem Verschwinden der Gitterstruktur ist wohl zu schließen, daß die bombardierenden Elektronen nicht etwa eine Doppelschicht an der Oberfläche bilden. Da sie nämlich nach den Versuchen von W. Leo das Kontaktpotential der Halbleiteroberfläche nur um wenige Volt negativer machen und auch die lichtelektrische Elektronenemission nicht verhindern, sollte man bei Bildung einer Doppelschicht nur eine Verschiebung der Beugungsmaxima erwarten. Wir dürfen daher wohl annehmen, daß die auftreffenden Elektronen eine starke Störung des Gitters hervorrufen, vielleicht dadurch, daß sie sich in der Nähe der Kationen ansammeln, diese also sozusagen entladen. Die Änderung des Kontaktpotentials und vielleicht auch die Sperrwirkung bombardierter Halbleiteroberflächen wären somit auf Störungen im Kristallgitter zurückzuführen. — Die ausführliche Veröffentlichung erfolgt in der Zeitschrift für physikalische Chemie.

1) F. Waibel u. W. Schottky, Naturwissenschaften **20**, 297, 1932; Physik. Zeitschr. **33**, 583, 1932.
2) R. Fleischmann, Ann. d. Phys. **5**, 73, 1930.
3) W. Leo, Ann. d. Phys. **9**, 347, 1931; **15**, 129, 1932.
4) Zum Beispiel E. Rupp, Ann. d. Phys. **1**, 801, 1929.

O. Tesche (Benoni, Transvaal), Demonstrationsversuch: Barkhauseneffekt bis zum Curiepunkt.

Inhalt.

Fortbestehen des Barkhauseneffekts bis zum Curiepunkt bei Eisen und Stahl, Kobalt und Nickel. Art des Verschwindens des Effekts beim Durchschreiten des Curiepunkts.

Der im folgenden beschriebene Versuch, welchen ich vor kurzer Zeit in Südafrika entwickelt habe, zeigt in eindringlicher Form, daß ferromagnetische Stoffe sich unter Umständen in einer Weise verhalten können, die von den klassischen elektromagnetischen Vorstellungen weitgehend abweicht. Zum Versuch werde ein Stahldraht z. B. symmetrisch mit einer Ringspule umgeben. Schickt man einen Wechselstrom durch den Draht, so sollte nach klassischer Auffassung keinerlei Induktionswirkung auf die Spule ausgeübt werden, denn danach kann man keine Kraftlinien voraussehen, die mit den Spulenwindungen verkettet sind. Dennoch erhält man beim Einschalten eines Wechselstroms genügender Intensität erhebliche Induktionseffekte, die sich z. B. mittels Verstärker und Lautsprecher leicht nachweisen lassen.

Beim Durchblättern der Literatur fand ich später, daß bis hierher der Versuch schon einmal in ähnlicher Weise gemacht worden ist, nämlich von Procopiu, der annahm, einen neuen Effekt vor sich zu haben[1]). Ich bin der Ansicht, daß es sich hier um einen reinen Barkhauseneffekt handelt, hervorgerufen durch das Zirkularfeld des Wechselstromes. Aber auch dann bleibt die Erscheinung interessant genug; zeigt sie doch deutlich, daß beim Barkhauseneffekt Feldkomponenten auftreten, deren Richtung von der des Erregerfeldes abweicht – eine übrigens auch bekannte Tatsache, wie sie z. B. aus den Versuchen von Cisman hervorgeht[2]).

Bei meinem Versuch wandte ich indessen gleich Stromstärken an, die den Draht in kurzer Zeit zum Glühen brachten, und beobachtete dabei manche interessante Einzelheiten. Bei Eisen und Stahl blieb das Barkhausengeräusch dann bis zu hohen Temperaturen bestehen, um darauf in rascher und bezeichnender Weise zu verschwinden.

Neben dieser Tatsache vermag der Versuch wohl auch Auskunft über den Zusammenhang zwischen Barkhausenwirkung und magnetischer, ja vielleicht auch metallographischer Umwandlung zu geben. Bei einem Stahldraht z. B. (einem Klaviersaitendraht) fand sich, daß das Hauptverschwinden der Barkhausenwirkung mit der deutlich wahrnehmbaren Dekaleszenz zusammenfiel, daß dieser aber eine geringe Nachwirkung folgte, die erst bei noch höherer Temperatur verschwand. Bei untereutektoiden Drähten, wie es der geprüfte war, fallen der Beginn der metallographischen Umwandlung und der Curiepunkt, bei welchem der Ferromagnetismus gänzlich verschwindet, nicht zusammen. Hierauf dürften die eben erwähnten Versuchseinzelheiten beruhen.

Entsprechende Versuche wurden auch ausgeführt mit Nickeldraht, und ebenfalls mit einem Kobaltstäbchen. Schätzungen ergaben, daß das Barkhausengeräusch jedesmal etwa bei dem Curiepunkt verschwand, d. i. bei etwa 360° C für Nickel und erst bei etwa 1100° C für Kobalt. Von Interesse schienen auch die Lautstärkeverhältnisse zu sein: Der Effekt verschwand rasch und nach kurzem vorherigen Absinken bei Nickel; er schien in mehreren Stufen bei technischem Eisen zu verschwinden, und er riß fast augenblicklich nach kurzem vorherigen Ansteigen bei Kobalt ab. Ein Streifen Transformatorblech gab kein gänzliches Aufhören des Effekts, sondern dieser klang allmählich bis zum Schmelzpunkt des Werkstoffes hinauf ab. Dies dürfte begründet sein durch den hohen Siliziumgehalt des Materials und die damit zusammenhängende Unterdrückung von polymorphen Umwandlungen.

Es schien noch die Frage nach dem Verhalten des Eisens bei sehr hohen Temperaturen zu interessieren, d. h. zwischen 1400° C und 1528° C, wo das Eisen sich in der δ-Modifikation befindet, die wieder schwach ferromagnetisch ist. Ich habe Eisendrähte nach dem hier besprochenen Verfahren bis zum Durchschmelzen beobachtet, doch bisher nichts gefunden, das eindeutig einem solchen δ-Effekt entsprechen könnte. Diese sowie auch andere Einzelheiten müssen in weiterer Beobachtung geklärt werden.

Zusammenfassung.

Ein symmetrisch von einer Ringspule umgebener ferromagnetischer und mit Wechselstrom beheizter Draht erlaubt Beobachtungen über das Fortbestehen des Barkhauseneffekts bis hinauf zum Curiepunkt und über das Verschwinden des Effekts beim Durchschreiten dieses Punktes.

Zur Zeit Bonn, September 1933.

1) S. Procopiu, Journ. de Phys. et le Radium **1** (Nr. 9), 306, 1930.

2) A. Cisman, Ann. d. Phys. **6** (Nr. 7), 825, 1930.

E. Regener (Stuttgart), Nachtrag zur Arbeit: Weitere Messungen der Ultrastrahlung in der Stratosphäre[1]).

In der im Titel genannten Arbeit ist die Beobachtung mitgeteilt worden, daß die Ultrastrahlungsintensität am 29. März 1933 in Höhen oberhalb 15 Kilometer größer war als bei drei anderen Aufstiegen, und zwar mit zunehmender Höhe um so mehr, so daß bei 30 Millimeter Luftdruck 15 Prozent zusätzliche Strahlung da war. Die in der Arbeit ausgesprochene Vermutung, daß vielleicht ein Sonnenfleck die Ursache dieser zusätzlichen Strahlung war, findet eine starke Stütze durch eine freundliche Mitteilung von Prof. W. Brunner, Zürich, nach der an den drei anderen Aufstiegtagen keine merkliche Fleckentätigkeit in dem zentralen Teil der Sonnenscheibe zu beobachten war, während am 28. März 1933 nach Mitternacht und in den ersten Tagesstunden eine für die gegenwärtige Zeit (Nähe des Fleckenminimums) recht beachtenswerte, aktive Fleckengruppe durch den Zentralmeridian der Sonne ging.

1) Diese Zeitschrift **34**, 820, 1933.

Stuttgart, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, 10. November 1933.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Frage der selektiven Erwärmung der Gewebe bei Ultrakurzwellen.

Von N. N. Malov.

(Staatliches Röntgeninstitut Moskau.)

In den letzten Jahren erschien eine Reihe von Ultrakurzwellenapparaten ($\lambda = 3$–6 m) zur Erwärmung des menschlichen Körpers (Ultrakurzwellendiathermie). Diese Apparate haben den gewöhnlichen Langwellenapparaten gegenüber folgenden Vorzug: Bei Kurzwellen ist es möglich, einen Körperteil im Felde eines Kondensators ohne eine unmittelbare Berührung des Körpers mit den Kondensatorplatten zu erwärmen, da der Scheinwiderstand des Luftabstandes bei diesen ultrahohen Frequenzen sehr gering ist. Demnach ist die Möglichkeit einer Funkenbildung zwischen Kondensatorplatten und dem Körperteil vollständig beseitigt. Man kann ferner bei Ultrakurzwellen Wunden, Geschwüre u. ä. erwärmen[1]).

Befand sich im Kondensatorfeld eine Schicht des Dielektrikums mit der Leitfähigkeit σ und der Dielektrizitätskonstante (DK.) ε, die eine Kapazität C mit dem parallelgeschalteten Widerstand R bildet, so wird die in diesem Dielektrikum sich entwickelnde Wärmemenge durch die Beziehung

$$Q = \frac{J^2 R T}{1 + (\omega R C)^2} \qquad (1)$$

bestimmt, wo J die Stromstärke, t die Zeit und $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz des Stromes bedeuten.

1) Die Frage der spezifischen Wirkung der ultrahohen Frequenzen (siehe z. B. Y. Schereschewsky, Publ. Health Reports **41**, 1939, 1926) wird in der vorliegenden Arbeit nicht berührt.

Bildet das Dielektrikum eine ebene Schicht mit dem Flächeninhalt S und der Dicke d, so ist die in einem Kubikzentimeter sich entwickelnde Wärmemenge proportional der Größe

$$q = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\varepsilon c}{2\sigma\lambda}\right)^2}, \qquad (2)$$

wo $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sek und λ die Wellenlänge bedeutet. Bei unveränderten ε und λ hat diese Beziehung ein Maximum

$$q_{max} = \frac{1}{2\sigma}, \qquad (3)$$

wenn die Bedingung

$$\sigma = \frac{\varepsilon c}{2\lambda} \qquad (4)$$

erfüllt ist.

Befanden sich zwischen den Kondensatorplatten einige Dielektrika mit gleicher ε und verschiedenen Leitfähigkeiten σ, die wir als hintereinandergeschaltete Schichten betrachten können, so wird das Dielektrikum, welches der Bedingung (4) entspricht, am stärksten erwärmt. Die Messungen von Pätzold[1]) mit den wässerigen Salzlösungen hatten diese Betrachtung bestätigt. Da die Gewebe des menschlichen Körpers wässerige Salzlösungen enthalten und die DK. verschiedener Gewebe einander sehr ähnlich sind[2]), so kann man erwarten, daß bei verschiedenen Wellenlängen es möglich wird, die einzelnen Gewebe sehr stark zu erwärmen und eine lokalisierte Wärmewirkung zu erhalten. Leider ist die Leitfähigkeit und die DK. nur für eine begrenzte Zahl der Gewebe bekannt und so sind

1) J. Pätzold, Zeitschr. f. Hochfrequenz **36**, 83, 1930.

2) E. Führt, Ann. d. Physik **70**, 77, 1923.

Nr.	Gewebeart	ε	σ Ω^{-1} cm^{-1}	λ_s m	Beobachter
1	Harn (Mensch)	85	$2{,}30 \cdot 10^{-2}$	0,61	Stransky, Laboratorische Methoden der Wiener Klinik. 1929.
2	Rückenmarkflüssigkeit (Kaninchen).	85	$1{,}79 \cdot 10^{-2}$	0,79	Crile Hosmer, Rowland, Amer. Journ. Physiol. **60**, 59, 1922.
3	Galle (Kaninchen)	85	$1{,}52 \cdot 10^{-2}$	0,93	Siehe Zeile 2.
4	Blutserum (Mensch)	85	$1{,}43 \cdot 10^{-2}$	0,99	N. Malov und S. Rschewkin, Hochfr. u. Elektroak. **39**, 127, 1932.
5	Gewebe (durchschnittlich, Mensch)	85	$1{,}25 \cdot 10^{-2}$	1,13	N. Malov, Hochfr. u. Elektroak. **41**, 138, 1933.
6	Blut (Kaninchen)	85	$8{,}0 \cdot 10^{-3}$	1,77	Siehe Zeile 2.
7	Muskel (Kaninchen)	85	$6{,}6 \cdot 10^{-3}$	2,15	Siehe Zeile 2.
8	Blut (Mensch)	85	$5{,}4 \cdot 10^{-3}$	2,62	Siehe Zeile 4.
9	Muskel (Frosch)	85	$4{,}4 \cdot 10^{-3}$	3,22	R. Höber, Physikalische Chemie der Tiere und der Gewebe. 5. Aufl. 1922.
10	Haut (Mensch)	85	$2{,}9 \cdot 10^{-3}$	4,89	Henseler, Einführung in die Diathermie. Berlin 1930.
11	Leber (Mensch)	85	$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	5,42	Siehe Zeile 10.
12	Niere (Mensch)	85	$2{,}1 \cdot 10^{-3}$	6,69	Siehe Zeile 10.
13	Großhirn (Kaninchen)	85	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	7,87	Siehe Zeile 2.
14	Kleinhirn (Kaninchen)	85	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$	10,1	Siehe Zeile 2.
15	Hirn (Mensch)	85	$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	11,0	Siehe Zeile 10.
16	Herz (Kaninchen)	85	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	12,9	Siehe Zeile 2.
17	Leber (Kaninchen)	85	$8{,}0 \cdot 10^{-4}$	17,7	Siehe Zeile 2.
18	Fettgewebe (Mensch)	85	$4{,}1 \cdot 10^{-4}$	34,6	Siehe Zeile 10.
19	Knochen (Elefant)	6,9	$5 \cdot 10^{-9}$	$2{,}3 \cdot 10^{5}$	Landolt-Börnstein, Physikalisch-Chemische Tabellen. 2. Aufl.

wir nicht imstande, die Wellenlänge der selektiven Erwärmung für alle Gewebe zu berechnen. Pätzold bearbeitete die Meßergebnisse von Crile, Hosmer und Rowland[1]), die die Leitfähigkeit der Gewebe an einem Kaninchen untersuchten, und fand, daß für eine Reihe von Geweben die Wellenlängen der selektiven Erwärmung im Gebiet von 0,8 bis zu 20 m liegen[2]). Er schließt daraus, daß bei Ultrakurzwellendiathermie eine lokalisierte Wärmewirkung erreicht wird.

Meiner Meinung nach ist aber diese Schlußfolgerung unrichtig. Wir können wirklich aus der Beziehung (2) ersehen, daß bei steigender Wellenlänge und unveränderten ε und σ die absolute Größe der Wärmemenge zunimmt und sich einem Grenzwert nähert, der proportional der Größe

$$q_M = \frac{1}{\sigma} \qquad (5)$$

ist, die theoretisch nur beim Gleichstrom ($\omega = 0$) erreicht wird. Die Wärmemenge, die bei selektiver Wellenlänge sich entwickelt, erreicht nur 50 Proz. der maximalen Wärmemenge. Da es aber das Ziel der Diathermie ist, eine maximale Wärmeentwicklung im Gewebe zu erreichen, so kann man sich vorstellen, daß in manchen Fällen es zweckmäßiger wäre, nicht die Wellenlänge der selektiven Erwärmung, sondern eine längere Welle zu benutzen, da in letzterem Falle die in diesem Gewebe entwickelte Wärme relativ kleiner, doch im Absolutwerte größer wird.

Um diese Frage zu klären, habe ich die Wärmeentwicklung in den Geweben bei verschiedenen Wellenlängen berechnet.

In der Tabelle sind die Benennungen der Gewebe (von Menschen und Tieren), die entsprechenden Leitfähigkeiten σ und die DK. ε und die Wellenlängen der selektiven Erwärmung λ_s angeführt worden. Die letzte Spalte enthält die Literaturangaben. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in der Figur graphisch dargestellt; die Kurvennummern entsprechen den Nummern der Tabelle. Die Betrachtung dieser Kurven gestattet folgende Schlußfolgerungen zu ziehen:

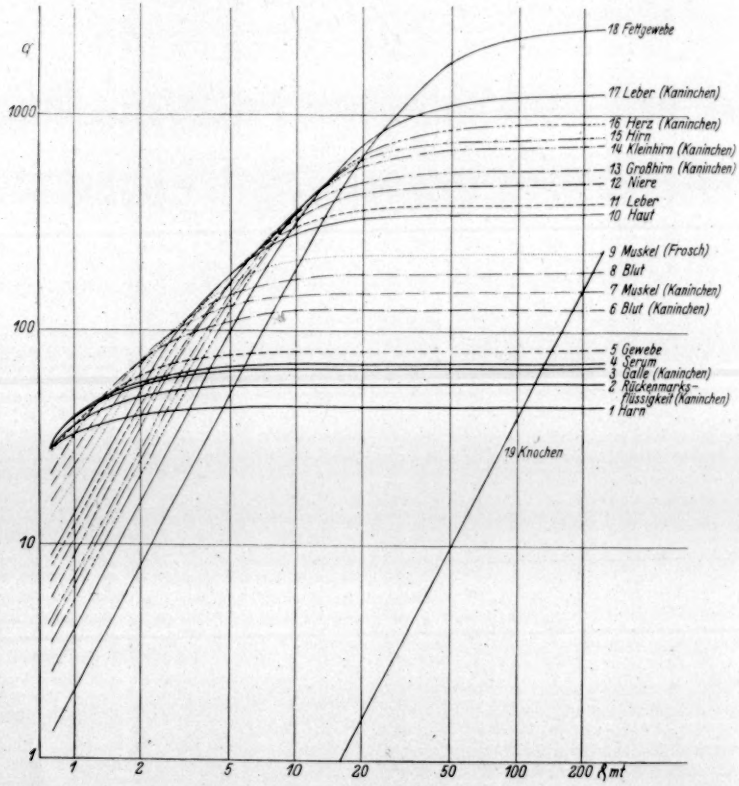
1. Der Grenzwert der Wärmeentwicklung, der theoretisch erst bei Gleichstrom erreicht wird, ergibt sich schon bei den Wellenlängen von $\lambda = 50$ m.
2. Im Bereiche der langen Wellen ($\lambda > 20$ m) findet die maximale Wärmeentwicklung in den Fettgeweben und einzelnen Organen (Leber, Herz, Gehirn, Niere) statt, die minimale Wärmemenge entwickelt sich in

[1]) Crile, Hosmer u. Rowland, Amer. Journ. Physiol. **60**, 59, 1922.
[2]) J. Pätzold, Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 212, 1932.

verschiedenen Flüssigkeiten (Harn, Rückenmarkflüssigkeit, Galle, Blut) sowie auch in Körpergeweben (durchschnittlich) und in Muskeln.

3. Bei abnehmender Wellenlänge nimmt der Unterschied in der Erwärmung allmählich ab bei gleichzeitiger Verringerung der Absolutwerte der Wärmemengen; im Bereich von 3 bis zu 10 m sind die Unterschiede am geringsten.

4. Im Bereich sehr kurzer Wellen ($\lambda > 2$ m) ist die Erwärmung der Organe sehr gering, die relative Erwärmung der Flüssigkeiten jedoch



Organe kann man bei längeren Wellen ($\lambda > 6$ m) erhalten, wo auch die Absolutwerte der Wärmeentwicklung sich steigern. Wir können also daraus schließen, daß die Benutzung sehr kleiner Wellen ($\lambda < 6$ m), bei welchen die Apparatur komplizierter und teurer wird, unzweckmäßig

größer. Aber dieser Wellenbereich hat kein praktisches Interesse, da erstens der heutige Stand der Technik noch nicht gestattet, in diesem Bereiche genügend große Leistungen zu erzielen, und zweitens sind hier die Abmessungen des Kondensators sehr gering, so daß man nicht imstande sein würde, in diesem kleinen Kondensatorfelde die einzelnen Körperteile unterzubringen.

Also sehen wir, daß im Wellenbereich von 3–6 m keine merkliche selektive Erwärmung stattfindet. Die selektive Erwärmung einzelner

ist, und man könnte sehr gut mit Wellenlängen von 8–20 m arbeiten; um den Scheinwiderstand des Luftspaltes im Kondensatorfelde zu verringern, kann man die Kondensatorplatten mit Belegungen aus einem Dielektrikum versehen (z. B. den Gummibelegungen, die die Firma

„Sanitas" in ihrem Funkdiathermieapparat „Undala" [$\lambda = 15$–25 m] benutzt).

Zusammenfassung. Die Berechnung der Wärmeentwicklung in verschiedenen Körperteilen, die sich im Kondensatorfelde eines Ultrakurzwellenapparates befinden, zeigt, daß bei dem relativen Maximum der Erwärmung einzelner Organe – und Gewebe – (selektive Erwärmung) die Wärmemenge nur 50 Proz. von der maximalen Wärmemenge beträgt, welche man bei längeren Wellen erhalten kann. Dabei unterscheidet sich die selektive Erwärmung im Wellenbereich von 3–10 m nur wenig von der Wärmeentwicklung bei gleicher Wellenlänge in anderen Geweben.

Es ist also unzweckmäßig, die Wellenlänge stark zu verkürzen, und man kann sehr gut bei Wellenlängen arbeiten, die im Bereich von 7–20 m liegen, wo die Apparatur einfacher und die Leistungsabgabe der Apparate höher ist als bei ganz kurzen Wellen (2–5 m).

Allerdings sollten diese Betrachtungen nur als vorläufige Ergebnisse gewertet werden. Eine genauere Theorie der Erwärmung der Gewebe kann man nur nach einer ausführlichen Untersuchung der elektrischen Eigenschaften der Gewebe bei ultrahohen Frequenzen entwickeln.

(Eingegangen 1. Juni 1933.)

Bemerkungen zur Diffusionstheorie der positiven Säule.

Von R. Seeliger und A. Kruschke.

I.

Die Beobachtungen von Krefft[1]) über die Seriengrenzkontinua haben erwiesen, daß in der positiven Säule Wiedervereinigungen zwischen Elektronen und positiven Ionen in merklicher Zahl vorkommen. Allerdings ist aus diesen Beobachtungen vorläufig noch nicht zu entnehmen, wieweit die Wiedervereinigungen quantitativ in der Träger- und Energiebilanz eine Rolle spielen, aber jedenfalls liegt es nun nahe, die Diffusionstheorie der Säule zu ergänzen durch ein Wiedervereinigungsglied und zuzusehen, wie sich diese Ergänzung in den Endergebnissen dieser Theorie auswirkt. Als Kriterium wählt man dabei am besten die Verteilung der Elektronendichte über den Rohrquerschnitt, die unter Berücksichtigung der Wiedervereinigung von der nach der Besselfunktion gegen die Rohrwand hin abfallenden abweichen muß. Eine Schwierigkeit liegt natürlich darin, daß man sich dabei, wenn man im Rahmen der bisherigen Ansätze bleiben will, wegen der radialen thermischen Inhomogenität der Säule und wegen der Stufenprozesse beschränken muß auf kleine Stromdichten.

Bezeichnen wir mit q die Zahl der in der Volum- und Zeiteinheit erzeugten Elektronen, mit s ebenso die Zahl der durch Wiedervereinigung verschwindenden Elektronen, so ist allgemein die Grundgleichung für die Trägerbilanz[1]):

$$D\left(\frac{d^2n}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dn}{dr}\right) + (q - s) = 0. \qquad (1)$$

Setzen wir nun in der üblichen Weise $q = \beta n$ und analog $s = \alpha n^2$, führen als unabhängige Variable ein $x = r\sqrt{\frac{\beta}{D}}$ und an Stelle von n die damit proportionale Größe $\nu = n/n_0$, wo n_0 die Elektronendichte in der Achse ist, so wird diese Gleichung

$$x\frac{d^2\nu}{dx^2} + \frac{d\nu}{dx} + x\nu = \gamma x\nu^2, \qquad (2)$$

wo zur Abkürzung $n_0\alpha/\beta$ mit γ bezeichnet ist und für ν die Randbedingung $\nu = 1$, für $x = 0$ gilt. Die Lösung können wir ansetzen in Form einer Potenzreihe

$$\nu = \sum_0^\infty a_m x^m \qquad (3)$$

mit $a_0 = 1$. Es läßt sich zeigen, daß diese Reihe konvergent ist (und zwar sogar sehr gut konvergent und zur numerischen Rechnung vortrefflich geeignet). Für die Koeffizienten a_m erhalten wir die folgenden Reduktionsgleichungen, deren gesetzmäßiger Bau ohne weiteres ersichtlich ist:

$$\begin{aligned}
2^2 \cdot a_2 &= -(1-\gamma),\\
4^2 \cdot a_4 &= -a_2(1-2\gamma),\\
6^2 \cdot a_6 &= -a_4(1-2\gamma) + a_2^2\gamma,\\
8^2 \cdot a_8 &= -a_6(1-2\gamma) + 2a_2a_4\gamma,\\
10^2 \cdot a_{10} &= -a_8(1-2\gamma) + (a_4^2 + 2a_2a_6)\gamma.
\end{aligned}$$

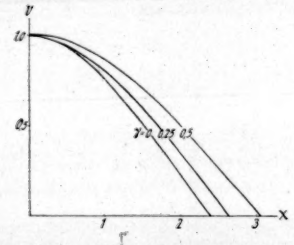
Der Parameter γ ist das Verhältnis der Zahl der Wiedervereinigungen zur Zahl der Ionisationen in der Achse und ist also stets kleiner als 1; für $\gamma = 0$ geht die Lösung natürlich über in die bekannte Lösung durch die Besselfunktion.

Wir gehen nun am einfachsten so vor, daß wir für verschiedene Werte von γ die Koeffizienten a_m und dann ν als Funktion von x berechnen, wozu übrigens bereits die ersten vier oder fünf Glieder der Reihe vollkommen genügen. Wir können dann die Verteilung $\nu(x)$ unmittelbar vergleichen mit der Verteilung (für $\gamma = 0$) nach der Besselfunktion. Das Ergebnis ist in der Figur gezeichnet für $\gamma = 0$, 0,25 und 0,50. Wie man sieht, ist der Einfluß – selbst für eine die Hälfte aller erzeugten Elektronen

1) H. Krefft, Physik. Zeitschr. **32**, 948, 1931; vgl. auch H. Krefft, R. Reger u. M. Rompe, Zeitschr. f. techn. Phys. **14**, 242, 1933.

1) R. Seeliger, Physik. Zeitschr. **33**, 273, 1932.

verschlingende Wiedervereinigung — nicht sehr groß und macht sich lediglich in einer ziemlich geringen Abflachung der Verteilungskurven bemerkbar. Wir können aus der Figur ferner unmittelbar entnehmen, daß der Gradient mit zunehmender Wiedervereinigung größer wird, wenn



wir, wie üblich, die — allerdings nur als erste Näherung zu betrachtende — Grenzbedingung $v = 0$ für $r = R$ benutzen. Eine Verfeinerung der Theorie durch Berücksichtigung der oben bereits erwähnten Zunahme der Gasdichte nach außen hin und einer Stufenionisation führt sogleich zu erheblichen Komplikationen. Sie ließe sich aber wenigstens noch in grundsätzlich derselben Weise durchführen, wenn man in erster Näherung für die radiale Verteilung der angeregten Atome und der Gasdichte den ungestörten Verlauf, d. h. den für $\gamma = 0$ geltenden, benutzt. Die ziemlich mühsamen Rechnungen auszuführen, würde sich aber vorläufig kaum lohnen, da Messungen der radialen Verteilung der Elektronendichte bisher nur in einer Arbeit von Druyvesteyn durchgeführt worden sind. Die Übereinstimmung der in einer Neonsäule von 1 mm *Hg* und 0,5 A in einem Rohr von 2 cm Radius in dieser Arbeit gemessenen Elektronenverteilung[1]) mit der Besselschen ist allerdings erstaunlich gut; und man wird geneigt sein, wenigstens unter diesen Versuchsbedingungen den thermischen Störeffekten, der Stufenionisation und der Wiedervereinigung wohl kaum schon merkliche Bedeutung zuzuschreiben.

II.

In den unedlen Gasen kann eine Anlagerung der Elektronen an Moleküle, d. h. eine Bildung negativer Ionen, stattfinden. Holm[2]) hat versucht, diesen Effekt in der Diffusionstheorie der Säule zu berücksichtigen, seine Ansätze scheinen uns aber der Sachlage nicht gerecht zu werden. Wir müssen dazu vielmehr bis auf die Grundgleichungen der Trägerbilanz zurückgehen und erhalten dann sehr viel kompliziertere Endgleichungen als die einfache in der Arbeit Holms als Ausgangspunkt benutzte Relation. Bezeichnen wir alle auf die Elektronen bezüglichen Größen mit kleinen Buchstaben und dem Index $_-$, alle auf die positiven bzw. negativen Ionen bezüglichen mit großen Buchstaben und den Indizes $_-$ bzw. $_+$, so lauten die Grundgleichungen für die Trägerbilanz, die offenbar für jede einzelne Trägergattung einzeln erfüllt sein müssen, wenn der Zustand stationär sein soll:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Elektronen } 2\pi\int_0^r q r\,dr = 2\pi\int_0^r s r\,dr + 2\pi r j_-,\\ &\text{neg. Ionen } 2\pi\int_0^r s r\,dr = 2\pi r J_-,\\ &\text{pos. Ionen } 2\pi\int_0^r q r\,dr = 2\pi r J_+, \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

worin q die „Ionisation" = Zahl der in der Zeit und Volumeinheit gebildeten Elektronen bzw. positiven Ionen, s die „Anlagerung" = Zahl der in der Zeit- und Volumeinheit durch Anlagerung verschwindenden Elektronen bzw. entstehenden negativen Ionen und j_-, J_-, J_+ die radialen Trägerstromdichten sind. Diese Ansätze erfüllen von selbst die Bedingung $j_- + J_- = J_+$, die die Neutralität des gesamten Wandstroms zum Ausdruck bringt. Für die radialen Stromdichten gilt, wie in der einfachen Diffusionstheorie,

$$\left.\begin{aligned} j_- &= -d_- \cdot \frac{\partial n_-}{\partial r} - n_- f_-,\\ J_- &= -D_- \cdot \frac{\partial N_-}{\partial r} - N_- F_-,\\ J_+ &= -D_+ \cdot \frac{\partial N_+}{\partial r} + N_+ F_+, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

wo d_-, D_- und D_+ die Diffusionskoeffizienten und f_-, F_- und F_+ die radialen Fortschreitungsgeschwindigkeiten der Träger sind. Nehmen wir nun noch die Bedingung $n_- + N_- = N_+$ für die Neutralität der Säule hinzu, so können wir nach einigen Zwischenrechnungen eine Bilanzgleichung für n_- und N_- durch geeignete Kombination von (1) und (2) erhalten in der Form

$$\int_0^r q r\,dr - \frac{F_+F_- - F_+f_-}{F_+F_- + f_-F_-}\int_0^r s r\,dr + r\frac{\partial n_-}{\partial r}\,\frac{d_-F_-F_+ + D_+f_-F_-}{F_+F_- - f_-F_-} + r\frac{\partial N_-}{\partial r}\,\frac{D_-f_-F_+ + D_+f_-F_-}{F_-F_+ + f_-F_-} = 0. \quad (3)$$

Wenn wir in diese Gleichung in der üblichen Weise die Trägerbeweglichkeiten einführen durch $f_- = \mu_- E_r$, $F_- = M_- E_r$, $F_+ = M_+ \cdot E_r$, so sehen

1) M. J. Druyvesteyn, Zeitschr. f. Phys. **81**, 571, 1933.
2) R. Holm, Zeitschr. f. Phys. **75**, 171, 1932.

wir, daß sich auch jetzt noch wie in der einfachen Theorie die radiale Feldkraft E_r heraushebt. Wir können endlich noch die Relationen von Townsend: $d_- = \frac{k}{e} \cdot \mu_- \cdot t_-$, $D_- = \frac{k}{e} M_- \cdot T_-$, $D_+ = \frac{k}{e} M_+ \cdot T_+$ zur Elimination der Diffusionskoeffizienten benutzen (doch ist dies natürlich nicht unbedingt erforderlich), und erhalten dann durch eine Differentiation der Gleichung (3) die gesuchte Bilanzgleichung in Gestalt einer Differentialgleichung zweiter Ordnung. Diese Gleichung können wir in formal ganz analoger Form schreiben wie in der einfachen Theorie, wenn wir setzen $q = \beta n_-$ und $s = \gamma \cdot n_-$ und erhalten dann als vorläufiges Endergebnis:

$$\left.\begin{aligned}(\beta - A_1\gamma) n_- + A_2\left(\frac{\partial^2 n_-}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial n_-}{\partial r}\right)\\ + A_3\left(\frac{\partial^2 N_-}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial N_-}{\partial r}\right) = 0\end{aligned}\right| \quad \text{(I)}$$

mit den Abkürzungen

$$\left.\begin{aligned} A_1 &= \frac{M_- M_+ - \mu_- M_+}{M_- M_+ + \mu_- M_-};\\ A_2 &= \frac{\mu_- M_+}{\mu_- + M_+}\frac{k}{e}(t_- + T_+);\\ A_3 &= \frac{\mu_- M_+}{\mu_- + M_+}\frac{k}{e}(T_- + T_+).\end{aligned}\right| \quad \text{(I')}$$

Wenn wir $\gamma = 0$ und $N_- = 0$ setzen, erhalten wir daraus natürlich die bekannte Besselgleichung der Schottkyschen Theorie.

Eine zweite Gleichung zwischen n_- und N_- können wir am einfachsten erhalten aus den bereits benutzten Bedingungen für die Neutralität des Wandstroms und der Säule und aus der Gleichung (2) in der Form

$$B_1\frac{\partial n_-}{\partial r} + B_2\frac{\partial N_-}{\partial r} + C_1 n_- + C_2 \cdot N_- = 0 \quad \text{(II)}$$

mit den Abkürzungen

$$\left.\begin{aligned} B_1 &= \frac{k}{e}(\mu_- t_- - M_+ T_+);\\ B_2 &= \frac{k}{e}(M_- T_- - M_+ T_+),\\ C_1 = (\mu_- + M_+) E_r, &\quad C_2 = (M_- + M_+) E_r,\end{aligned}\right| \quad \text{(II')}$$

wobei in den Zwischenrechnungen lediglich die Relation von Townsend wiederum zur Elimination der Diffusionskoeffizienten Verwendung findet. Leider enthält diese Gleichung (II) in den Koeffizienten C_1 und C_2 noch die Querkraft E_r, und dies scheint unvermeidlich zu sein, wie man auch die Ausgangsgleichungen miteinander kombinieren mag.

Ganz abgesehen davon, daß also das System der beiden Differentialgleichungen unseres Problems noch die Querkraft E_r enthält, ist eine Lösung dieses Systems sicher sehr schwierig und ist uns bis jetzt in weiter verwertbarer Form noch nicht gelungen. Wir wollen uns deshalb damit begnügen, noch einige Bemerkungen an die erste Gleichung (I) zu knüpfen.

Als eine sinnvolle Näherung wird man eine Vereinfachung dieser Gleichung betrachten können, die dadurch entsteht, daß man nicht einfach $\gamma = 0$ und $N_- = 0$ setzt, sondern daß man lediglich die Annahme $N_- \ll n_-$ macht. Wir erhalten dann die Gleichung

$$\left.\begin{aligned}\left[\beta - \left(\frac{M_- M_+ + \mu_- M_+}{M_- M_+ + \mu_- M_-}\right)\cdot\gamma\right] n_-\\ + D\left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial n_-}{\partial r}\right) = 0,\end{aligned}\right| \quad \text{(III)}$$

die also durchaus vom Typus der Schottkyschen Gleichung ist. Ein quantitativer Unterschied besteht nur in dem Faktor von n_-, während bemerkenswerterweise bei dieser Näherung zweiten Grades ganz derselbe ambipolare Diffusionskoeffizient D wie in der Schottkyschen Theorie auftritt. Dies stimmt, nebenbei bemerkt, nicht überein mit einem von v. Engel und Steenbeck angegebenen Wert für den ambipolaren Diffusionskoeffizienten[1]; man darf eben offenbar die ambipolare Diffusion nicht so formal behandeln, wie dies dort geschehen ist. Andererseits stimmt in der Gleichung (III) der Faktor von n_- nicht überein mit dem von Holm benutzten Faktor von n_-, augenscheinlich aus denselben Gründen.

Zusammenfassend wird man also aus unseren Überlegungen folgern können, daß man bei Berücksichtigung der Bildung von negativen Ionen durch Elektronenanlagerung auf die Grundgleichungen der Trägerbilanz zurückgehen muß und daß dann die Sachlage wesentlich komplizierter wird, als man dies nach primitiveren Näherungsansätzen erwarten sollte. Insbesondere scheint es dann nicht mehr möglich zu sein, ohne Mitbenutzung von Raumladungsbetrachtungen (und zwar für das Querfeld) auszukommen.

1) v. Engel u. Steenbeck, Gasentladungen I, S. 290.

Greifswald, Seminar f. Theoret. Physik.

(Eingegangen 6. Oktober 1933.)

Zum Mechanismus des Geiger-Müllerschen Zählrohrs.

Bemerkung zu der Arbeit von W. Christoph und W. Hanle[1]).

Von Georg Stetter.

In der obengenannten Arbeit soll der Einfluß des bei der Entladung auftretenden kurzwelligen Lichtes auf die Form dieser Entladung untersucht werden. Zu diesem Zwecke wird das Rohr einmal zum großen Teil mit einer „isolierenden Schicht" überzogen, ein andermal ein Glasrohr zum Teil in das Rohr eingeschoben. Damit sollen weitere Wirkungen des kurzwelligen Lichtes in den bedeckten Teilen des Rohres verhindert werden.

Die Verfasser haben übersehen, daß durch die beschriebenen Eingriffe das Feld im Zählrohr vollkommen verändert wird. Die „isolierende Schicht" bedeckt sich nämlich im Entladungsraum sogleich mit Ionen des entgegengesetzten Vorzeichens (eine Art Doppelschicht), so daß ein nahezu feldfreier Raum im Innern des Rohres entsteht. Dadurch wird aber nicht nur das wirksame Zählervolumen verkleinert (Verringerung der Zahl), sondern auch die von dem noch blanken Teil in der Umgebung des Drahtes — nur auf diese kommt es an — erzeugte Feldstärke beträchtlich herabgesetzt (Erhöhung der Zählspannung). Für das eingeschobene Glasrohr gilt Ähnliches. Die Verhältnisse sind hier noch ungünstiger, weil das an den Glasflächen herrschende Potential gänzlich undefiniert ist; es gilt aber ganz allgemein, daß ein Isolator im Entladungsraum sich immer so auflädt, daß die Feldstärke vermindert wird. Die Wirkung ist also qualitativ die gleiche wie oben: zuerst nur Verringerung des Zählervolumens, bei weiterem Hineinschieben dann noch Herabsetzung der Feldstärke in dem freigebliebenen Teil bis zur Auslöschung der Zählwirkung.

Durch Verwendung eines Drahtnetzes als Außenelektrode wird gleichfalls die Feldstärke in durchaus bekannter Weise herabgesetzt.

Die Versuchsergebnisse der Verfasser sind damit vollständig erklärt; über den Einfluß der kurzwelligen Strahlung — die übrigens bekanntlich bei jeder Glimmentladung eine Rolle spielt — besagen sie meines Erachtens nichts.

Auf die weiteren Ausführungen der Verfasser möchte ich hier nicht näher eingehen, sondern vielleicht nur noch auf meine Notiz in den „Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft"[1]) zu dem gleichen Thema verweisen.

1) Phys. Zeitschr. **34**, 641, 1933, Heft 16.

1) Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 26, 1931, Heft 2.

Wien, II. Physikalisches Institut der Universität, September 1933.

(Eingegangen 20. September 1933.)

Entgegnung auf die Bemerkung von Herrn Stetter-Wien zu unserem Referat „Zum Mechanismus des Geiger-Müllerschen Zählrohrs".

Von W. Christoph und W. Hanle.

Selbstverständlich haben wir, was allerdings in dem kurzen Referat nicht besonders betont ist, auch überlegt, daß bei unseren Versuchen eine sehr lästige Feldverzerrung auftritt. Wir glauben aber durch Kontrollversuche diese Fehlerquelle ausgeschlossen zu haben. Hierüber und über neue Untersuchungen wird an anderer Stelle ausführlich berichtet werden.

Jena, 19. Oktober 1933.

(Eingegangen 24. Oktober 1933.)

BESPRECHUNGEN.

I. M. Kolthoff (Minneapolis), Säure-Basen-Indicatoren, ihre Anwendung bei der colorimetrischen Bestimmung der Wasserstoffionenkonzentration. Unter Mitwirkung von H. Fischgold (Berlin). Vierte Auflage von „Der Gebrauch der Farbenindikatoren". XI und 416 S. Mit 26 Abb. und 1 Tafel. Berlin 1932. Jul. Springer. RM 18.60, geb. RM 19.80.

Das Buch unterscheidet sich weitgehend von der vorigen Auflage. Die moderne Theorie der Elektrolyte in ihrer Berücksichtigung der interionischen Kräfte, das Studium der konzentrierten und der nichtwässerigen Lösungen, die chemischen Theorien über den Zusammenhang von Farbe und Konstitution der Indikatoren und schließlich die einheitliche Behandlung der sauren und alkalischen Lösungen unter dem Gesichtspunkte von Protongebern und -empfängern haben diese Neufassung veranlaßt. So ist es dem Verfasser gelungen, dem Buche den Charakter eines Standardwerkes zu verleihen, das das Studium der theoretisch und praktisch auf dem behandelten Gebiet Interessierten in gleichem Maße beanspruchen darf. A. Weißberger.

F. Linke, Meteorologisches Taschenbuch. Zweite Ausgabe. Gr.-8°. XII und 336 S. Mit 57 Fig. Leipzig 1933. Akademische Verlagsgesellschaft. RM 15.—, geb. RM 16.80.

Die zweite Ausgabe dieses Werkes ergänzt den ersten Teil (Leipzig 1931) nicht nur durch Nachträge und Fortsetzungen zu den dort gegebenen Abschnitten, sondern erweitert ihn in bezug auf atmosphärische Strahlungsforschung und auf Luftelektrizität. Für das erste Gebiet gibt F. Linke in Abschnitt X eine Zusammenfassung der Grundlagen Einheiten und Formeln, während F. Albrecht in Abschnitt XI die Geräte und Meßmethoden der atmosphärischen Strahlungsforschung eingehend darstellt. Abschnitt XII von H. Israel behandelt Grundlagen und Meßmethoden für Untersuchungen der Luftelektrizität im weitesten Sinne. Weiterhin ist das Werk der Anleitung zur Verwertung von Beobachtungsergebnissen gewidmet. G. Stüve gibt in Abschnitt XIII eine Auswahl von Arbeitsmethoden zur Bearbeitung aerologischer Messungen. In Abschnitt XIV behandelt F. Baur in besonderem Hinblick auf die Meteorologie Methoden des praktischen Rechnens und der mathematischen Statistik. Ein dreisprachiges meteorologisches Wörterbuch, bearbeitet von C. Kaßner-Berlin, C. F. Talman-Washington und P. Wehrlé-Paris muß als besonders wichtiger Bestandteil für ein Nachschlagewerk bezeichnet werden. Diesem Zweck des Buches dienen auch die zahlreichen Tabellen und Zusammenstellungen von Konstanten, die den entsprechenden Teil der ersten Ausgabe bedeutend erweitern. — Als Hilfsbuch für den Fachmann und wie gesagt als Nachschlagewerk will auch diese zweite Ausgabe gewertet werden, sie ist kein Lehrbuch für den Anfänger. In diesem Sinne ist die Darstellung knapp gehalten und verzichtet auf Definitionen oder Ableitungen von Formeln. Dafür wird aber durch zahlreiche Literaturnachweise auch dem Wissenschaftler aus Nachbargebieten die Möglichkeit in die Hand gegeben, dies Werk mit Vorteil zu benutzen. H. C. Freiesleben.

E. Schiebold, Die Lauemethode. (Methoden der Kristallstrukturbestimmung mit Röntgenstrahlen. Erster Band.) XII und 173 S. Mit 63 Textfiguren und 2 Tafeln. Leipzig 1932. Akademische Verlagsgesellschaft. Geheftet RM 12.—, geb. RM 13.—.

Die Reihe will in elementarer Form einen Überblick über die gebräuchlichen Röntgenmethoden der Strukturforschung geben. Dies Unternehmen steht durch die große experimentelle Erfahrung und die umfassende Literaturkenntnis des Verfassers, der ja viele der Methoden selbst entwickelt oder weiter ausgebaut hat, von vornherein unter einem guten Stern. Wie der Verfasser im Vorwort betont, wendet sich die Darstellung hauptsächlich an den Studierenden, der Gelegenheit hat, sich eingehender in den Grenzgebieten der Röntgenforschung zu informieren, als es im Rahmen eines Buches möglich ist; sie will aber auch für den fachlich Fernerstehenden das notwendige Rüstzeug bieten, sich an Hand der Beispiele so weit in die Methoden einzuarbeiten, daß er in der Lage ist, selbständig praktisch weiterzuarbeiten.

Zur kurzen Charakterisierung des Inhaltes geben wir die Kapitelüberschriften an:

I. Geometrischer Teil: Allgemeines (hauptsächlich Gesichtspunkte zur Technik der Lauemethode); Auswertung der Lauediagramme (ausführlich erläutert an einem monoklinen Kristall, dem Adular); Benutzung der L.-D. zur Orientierungsbestimmung. (wichtig für Wachstumsfragen!).

II. Physikalischer Teil: Kristallsymmetrie (mit einer schönen Tabelle über die elektrische, optische und röntgenographische Symmetriebestimmung); Fundamentalkonstanten aus dem L.-D.; Ermittlung der Translationsgruppe; Raumgruppenbestimmung; Intensität der Interferenzpunkte; Ermittlung der Basisgruppe (ausführlich am Kalkspat erläutert).

Eine große Zahl von Figuren und Tabellen und 2 Tafeln bieten eine wertvolle Ergänzung zum Text.

Das Buch dürfte als Lehrbuch recht gute Dienste leisten. Wenn auch die Lauemethode augenblicklich hauptsächlich den Mineralogen und Metallographen interessiert (neben der bequemen Symmetrieermittlung sei nur auf die trotz fehlender Ausbildung von Kristallflächen mögliche goniometrische Untersuchung und die für die Zwillingsforschung bedeutsame Mikro-Lauemethode hingewiesen!), so kann man das Buch, schon der historischen Entwicklung und der allgemeiner gehaltenen Kapitel wegen (die z. T. auch als Vorbereitung für die folgenden zwei Bände gelten sollen), auch dem Physiker für Unterricht und Praktikum sehr empfehlen. Einige sinnstörende Druckfehler und doppelte Verwendung von Bezeichnungen können dabei dem Wert des Buches keinen Abbruch tun. Wir möchten schon jetzt auf die demnächst erscheinenden weiteren zwei Bände, Drehkristallmethode und Röntgengoniometrie (Bd. II) und Debye-Scherrer- und Pulvermethode (Bd. III), ganz besonders hinweisen.

L. Bewilogua.

Th. Wulf, Die Faden-Elektrometer. 147 S. Berlin und Bonn 1933. F. Dümmler's Verlag. Geb. RM 6.—.

Aus der Tatsache, daß in den letzten Jahren eine verhältnismäßig große Zahl von Abhandlungen über die Theorie und Wirkungsweise der Elektrometer erschienen ist, darf geschlossen werden, daß unter den experimentierenden Physikern ein Bedürfnis nach besserer Kenntnis dieser Instrumente besteht.

Deshalb ist das im Titel genannte Büchlein gerade zu rechter Zeit erschienen und wird freudigst begrüßt werden, zumal es aus der Feder eines Mannes stammt, der durch seine große praktische Erfahrung auf dem Gebiet der Elektrometrie, wie wenige, dazu berufen ist, eine Anleitung zum Gebrauch der Fadenelektrometer und eine Erklärung ihrer Wirkungsweise zu geben.

Das Buch enthält eine eingehende Beschreibung der vom Verfasser konstruierten Zwei- und Einfadenelektrometer mit den Verbesserungen, die im Laufe der Zeit von ihm an diesen Instrumenten durchgeführt worden sind, und eine Anleitung zum

Gebrauch der Geräte in allen möglichen Schaltungen. „Dazu war aber erforderlich, daß zuerst der Verfasser selber sich eine möglichst vollkommene Einsicht in die Eigenschaften, die Höhe der Konstanten und die verschiedenen Schaltweisen verschaffte. So wurde ganz von selbst aus der beabsichtigten Gebrauchsanweisung eine allseitige Untersuchung der Wirkungsweise, und schließlich auch ein Versuch, diese Wirkungsweise theoretisch zu deuten."

Nach einem einleitenden Kapitel über die allgemeine Theorie der Elektrometer behandelt der erste Teil das Zweifadenelektrometer, in den Kapiteln 2: Beschreibung des Zweifadenelektrometers, 3: Elektrometer mit Hilfskonduktor, 4: Die Kapazität, 5: Die Wirkungsweise des Zweifadenelektrometers, 6: Einige Anwendungen des Zweifadenelektrometers, und der zweite Teil das Einfadenelektrometer, in den Kapiteln 7: Beschreibung des Einfadenelektrometers, 8: Die Schaltungsweisen, 9: Die Kapazitätsverhältnisse beim Einfadenelektrometer, 10: Die Wirkungsweise des Einfadenelektrometers. Der Verfasser gibt darin nicht nur eine Anleitung zur Bestimmung der Elektrometerkonstanten (Kapazitäts- und Induktionskoeffizienten), sondern auch die zahlenmäßige Wiedergabe der Resultate seiner eigenen Messungen dieser Größen und ihrer Änderung mit dem Fadenausschlag[1]).

Obwohl der Verfasser in der Einleitung bemerkt, daß sich seine Ausführungen ausschließlich auf die Fadenelektrometer seiner Konstruktion beziehen, so ist ein großer Teil davon auch auf Fadenelektrometer anderer Herkunft ohne weiteres anwendbar.

Da die Darstellung des Verfassers leicht faßlich und anschaulich ist, kann das Buch auch dem Anfänger, der in die Geheimnisse der Elektrometrie eindringen will, nur wärmstens empfohlen werden; aber auch der Erfahrene wird manches Neue und Belehrende darin finden; vor allem ist auch die ausführliche Literaturzusammenstellung über Theorie und Wirkungsweise von Elektrometern sehr willkommen.

Jedenfalls muß man dem Büchlein weiteste Verbreitung wünschen. In einer zweiten Auflage wäre eine kurze Besprechung des Einflusses der Kontakt-Potentialdifferenzen und ihrer Veränderlichkeit auf die Messungen mit dem Elektrometer erwünscht.

1) Ich möchte diese Gelegenheit dazu benutzen, um festzustellen, daß die von mir jüngst vorgeschlagene Kapazitätsdefinition (Wiener Ber. IIa, **142**, 175, 1933) von Wulf bereits vor 24 Jahren (Del Pulgar und Wulf, Ann. d. Phys. **30**, 697, 1909) gegeben worden ist, was mir leider entgangen ist und worauf mich Wulf so freundlich war aufmerksam zu machen.

H. Benndorf.

Tagesereignisse.

9. Deutscher Physiker- und Mathematikertag in Würzburg 1933. Die veranstaltenden Gesellschaften Deutsche Physikalische Gesellschaft, Deutsche Gesellschaft für technische Physik, Heinrich-Hertz-Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens hatten in diesem Jahre als II. Hauptthema der Würzburger Tagung „Grenzen der elektrischen Meßtechnik" gewählt. Die gehaltenen Vorträge erscheinen gemeinsam mit dem Vortrag des Präsidenten der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Joh. Stark: „Organisation der physikalischen Forschung" in einem Sonderheft, das im Buchhandel erhältlich ist. Mit dem Verlag des Sonderheftes, der Buchhandlung J. A. Barth in Leipzig, ist vereinbart, daß den Beziehern der Physikalischen Zeitschrift beim Kauf des Sonderheftes ein Nachlaß gewährt wird. Der Preis des Sonderheftes beträgt für Bezieher im Buchhandel RM 6.—, für Bezieher der Physikalischen Zeitschrift gemäß der beigefügten Bestellkarte RM 2.70. Die rein physikalischen Vorträge erscheinen wie bisher in der „Physikalischen Zeitschrift".

Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Greifswald Dr. Rudolf Seeliger hielt auf Einladung der „Associazione Electrotecnica Italiana" in Bologna, Mailand und Turin Vorträge über physikalische und technische Probleme der Gasentladungsphysik.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Berlin Dr. Richard Heinze für Technische Chemie, insbesondere Braunkohlen- und Mineralölforschung, an der Universität Leipzig Dr. Hellmut Brederеck für Chemie, an der Universität München Studienprofessor Dr. Kurt Vogel für Geschichte der Mathematik.

Ernannt: Die Professoren an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Ernst Terres und Dr. Walter Schrauth zu Honorarprofessoren für chemische Technologie an derselben Hochschule, der ord. Professor der Astronomie an der Universität Jena Dr. Heinrich Vogt in gleicher Eigenschaft an der Universität Heidelberg und zum Direktor der Landessternwarte auf dem Königstuhl daselbst, der a. o. Professor der scholastischen Philosophie an der Universität Innsbruck Dr. Alois Gatterer zum Leiter des astrophysikalischen Laboratoriums der Vatikanstadt in Rom, ord. Professor an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Gustav Keppeler zum ord. Professor für chemische Technologie an der gleichen Hochschule, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Breslau Dr. rer. techn. Rudolf Suhrmann zum ord. Professor der Physikalischen Chemie ebenda.

Ehrung: Dem ord. Professor für theoretische Physik an der Universität Leipzig Dr. Werner Heisenberg wurde die Planck-Medaille verliehen.

Gestorben: Der Privatdozent der Physik an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Eberhard Mauz, der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Bonn Geh. Regierungsrat Dr. Eberhard Rimbach.

Gesuche.

Junger Physiker,
Dr.-Ing.,
Hochschulassistent in ungekündigter Stellung, erfahren in Hochspannung und Lichtelektrizität, sucht baldigst ausbaufähige Stellung. Frdl. Angebote unter **C. Dresden 33** an den Verlag dieser Zeitschrift.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.